

## Модуляция потенциала квантовой ямы с помощью массива квантовых точек

© А.Ф. Цацунников, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.В. Сахаров, А.А. Суворова, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг\*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Institute für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin,  
D-10623 Berlin, Germany

(Получена 3 апреля 1996 г. Принята к печати 8 апреля 1996 г.)

Показана возможность локально изменять потенциальную энергию электронов и дырок, локализованных в квантовой яме, с помощью массива квантовых точек, осажденных в непосредственной близости от квантовой ямы. Изменения в потенциальной энергии электронов и дырок в основном обусловлены влиянием напряжений, возникающих в области квантовых точек.

В последнее время значительное внимание в физике полупроводников посвящено изучению свойств квантовых точек (КТ) узкозонного материала в матрице широкозонного материала. Наиболее перспективным методом получения КТ является спонтанный распад напряженного слоя одного полупроводникового материала, выращенного на поверхности другого материала с отличающейся постоянной решетки. Большое количество работ связано с изучением свойств островков (In,Ga,Al)As на поверхности (Ga,Al)As [1–5]. Полученные в результате КТ имеют бездислокационную природу и характеризуются высокой эффективностью фотолюминесценции (ФЛ). На основе КТ (In,Ga)As в матрице GaAs были созданы инжекционные лазеры, обладающие высокой температурной стабильностью [6,7].

В данной работе мы исследуем возможность локально изменять потенциальную энергию электронов и дырок, локализованных в квантовой яме (КЯ) InGaAs с помощью массива КТ InAlAs, осажденных в непосредственной близости от КЯ (параметры исследованных структур приведены на рис. 1). Поскольку при выбранных параметрах уровни электронов и дырок в таких КТ лежат выше, чем в КЯ, [4,5] то рекомбинация неравновесных носителей будет происходить в КЯ. Из-за влияния упругих напряжений, обусловленных рассогласованием постоянных решеток материалов КТ и барьера, а также благодаря изменению высоты потенциального барьера вблизи КТ, происходит локальное изменение потенциальной энергии носителей в областях КЯ вблизи КТ.

Исследованные структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(100). Подробное описание режимов роста приведено, например, в работе [3]. Последовательность слоев в исследованной структуре (SQDW) показана на рис. 1. Также были выращены образцы, аналогичные SQDW, но в которых отсутствовал либо слой точек (образец SQW), либо КЯ (образец SQD) (рис. 1). Фотолюминесценция возбуждалась Ar<sup>+</sup>-лазером (длина волны  $\lambda = 488$  нм)

с плотностью мощности возбуждения  $\sim 150$  Вт/см<sup>2</sup>, регистрировалась охлаждаемым фотоэлектронным умножителем.

На рис. 2 приведено планарное изображение КТ в структуре SQD, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). ПЭМ-исследования проводились на электронном микроскопе Philips EM420 при ускоряющем напряжении 100 кэВ. Наблюдаемый в проекции [001] массив КТ, имеющих характерные размеры  $\sim 100 \div 150$  Å, отличается большой плотностью,  $\sim 2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, что значительно выше плотности КТ (In,Ga)As на поверхности GaAs [3]. В структуре SQDW плотность точек меньше и составляет  $\sim 1 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Это может быть связано с разной эффективной толщиной слоя In<sub>0.5</sub>Al<sub>0.5</sub>As в структурах SQDW и SQD. В то же время характерный размер точек в SQDW слабо отличается от размера точек в структуре SQD.

На рис. 3 приведены спектры ФЛ исследованных структур при  $T = 77$  К. Как видно, в спектре образца SQD видна широкая линия с максимумом около 1.57 эВ, связанная с рекомбинацией неравновесных носителей через состояния КТ. Ширина линии составляет  $\sim 100$  мэВ, что связано с разбросом в размерах КТ. В спектре структуры SQDW помимо линии QW с максимумом  $\sim 1.4$  эВ, которая наблюдается также в спектре образца SQW, присутствует длинноволновая линия QW<sub>D</sub> с максимумом  $\sim 1.35$  эВ. Возникновение этой полосы обусловлено, как мы полагаем, рекомбинацией носителей в локальных минимумах потенциала в плоскости КЯ, связанных с наличием в непосредственной близости от КЯ слоя КТ. Понижение температуры до  $\sim 5$  К приводит к падению интенсивности линии QW и смещению линии QW<sub>D</sub> в коротковолновую сторону. Такое поведение ФЛ обусловлено тем, что существует большой разброс в энергии локализации носителей для разных минимумов. При температуре 77 К увеличивается вероятность термического выброса носителей из слабо локализованных состояний и релаксации их в более глубокие минимумы. Это приводит к тому, что в

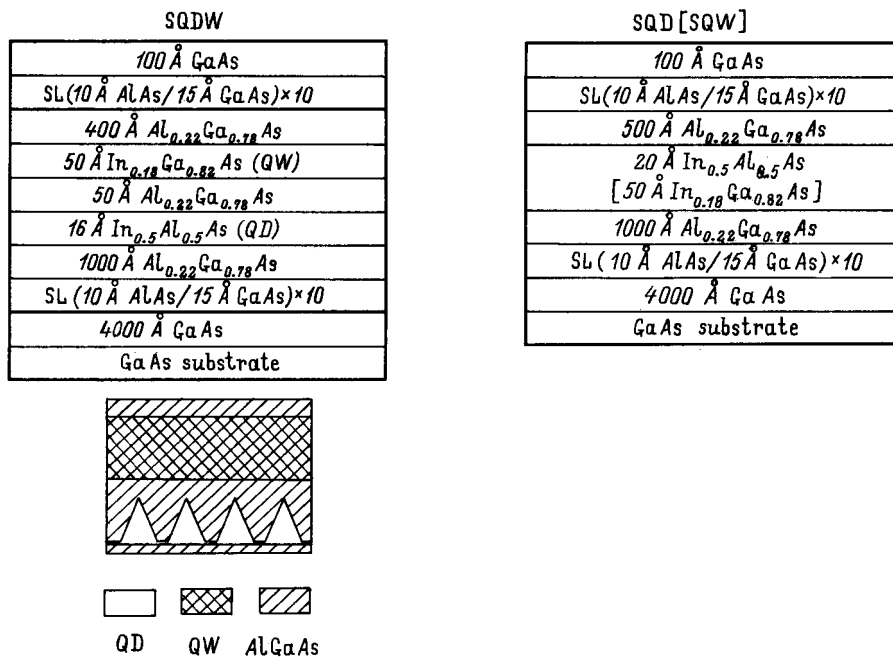


Рис. 1. Схематическое изображение последовательности слоев в структурах SQDW, SQD и SQW. Для структуры SQDW приведено схематическое изображение поперечного сечения слоя с КТ и КЯ.

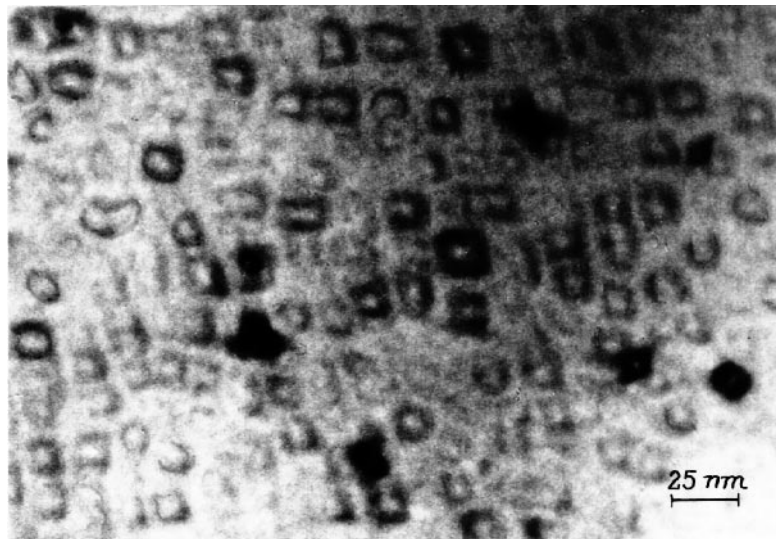


Рис. 2. Изображение КТ в структуре SQD вдоль кристаллографического направления [100], полученное методом ПЭМ.

спектре преобладает линия, связанная с рекомбинацией носителей в таких минимумах. Увеличение термического выброса носителей обуславливает также увеличение интенсивности линии QW, связанной с рекомбинацией неравновесных электронов и дырок в областях КЯ между энергетическими минимумами и через возбужденные электронные состояния локальных минимумов. Уменьшение температуры до 5 К приводит к подавлению темпов термического выброса носителей и увеличению вероятности рекомбинации через энергетические минимумы с малой энергией локализации. Это вызывает значительное уменьшение

интенсивности линии QW и увеличение интенсивности с коротковолновой стороны полосы QW<sub>D</sub>, что приводит к сдвигу положения максимума в сторону больших энергий.

На рис. 4 приведены спектры ФЛ структуры SQDW, снятые при разных интенсивностях возбуждающего света и нормированные на интенсивности ФЛ в максимуме линии QW. Как видно, уменьшение интенсивности возбуждения приводит к увеличению интенсивности линии QW<sub>D</sub> по отношению к интенсивности линии QW. На рис. 5, а показана зависимость интегральной интенсивности линий QW<sub>D</sub> и QW от ин-

тенсивности возбуждающего света. Скорость насыщения интенсивности полосы  $QW_D$  превышает скорость насыщения интенсивности линии  $QW$ , однако вплоть до плотности мощности возбуждающего излучения  $\sim 150 \text{ Вт/см}^2$  линия  $QW_D$  остается доминирующей в спектре ФЛ. Увеличение интенсивности возбуждающего света вызывает коротковолновый сдвиг линии  $QW_D$  и увеличение ее ширины (рис. 5, b). Такое поведение ФЛ связано, по-видимому, с увеличением рекомбинации неравновесных носителей через минимумы с меньшей энергией локализации, а также через возможные возбужденные состояния в локальных энергетических минимумах.

Рассмотрим возможные причины, обуславливающие модуляцию потенциала КЯ. Во-первых, вблизи области КТ высота потенциальных барьеров для электронов и дырок понижается. Оценим возможное изменение энергии оптического перехода, связанное с изменением энергии размерного квантования. Для оценки используем приближение КЯ со стенками конечной высоты с учетом разности эффективных масс электрона и дырки в барьере и в КЯ. Расчет влияния упругих напряжений на зонную диаграмму был выполнен на основе анализа, приведенного в [8]. Используемые в расчете значения констант для  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$  приведены в таблице [8–10]. Для КЯ  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$  шириной  $50 \text{ \AA}$ , заключенной между барьерами  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ , ширина запрещенной зоны с учетом влияния деформации составляет  $E_g^{\text{strain}} = 1.307 \text{ эВ}$ , энергия размерного квантования для электронов равна  $E_e = 77 \text{ мэВ}$ , для тяжелой дырки  $E_{hh} = 25 \text{ мэВ}$ . Таким образом, энергия оптического перехода без учета энергии связи эксито-

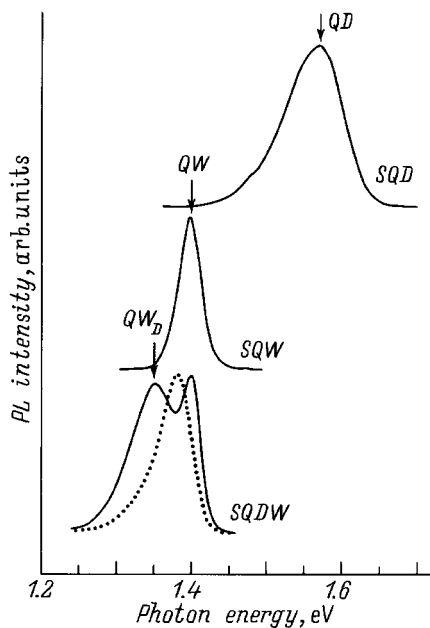


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции (PL) структур при 77 (плошная линия) и 5 К (точечная). Плотность мощности возбуждающего излучения  $\sim 150 \text{ Вт/см}^2$ .

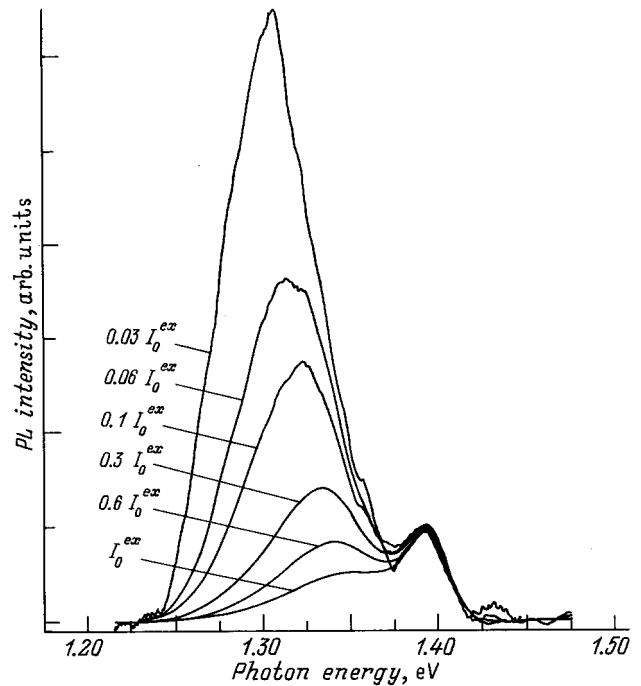


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции (PL) структуры SQDW при 77 К и разных плотностях мощности возбуждающего излучения  $I_0^{\text{ex}}$ .  $I_0^{\text{ex}} = 150 \text{ Вт/см}^2$ .

на равна  $E_{\text{PL}} = 1.409 \text{ эВ}$ , что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Максимальное изменение энергии размерного квантования можно оценить, считая, что в области вблизи КТ ширина КЯ составляет  $\sim 100 \text{ \AA}$ . Для КЯ  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$  шириной  $100 \text{ \AA}$   $E_e' = 32 \text{ мэВ}$  и  $E_{hh}' = 8 \text{ мэВ}$ . Как видно из расчета, сдвиг линии ФЛ, связанный с изменением размерного квантования, в таком случае составляет  $(E_e - E_e') + (E_{hh} - E_{hh}') \simeq 60 \text{ мэВ}$ . Полученная величина меньше наблюдаемого экспериментально расстояния между линиями  $QW_D$  и  $QW$ , которое при малых интенсивностях возбуждения составляет  $\sim 80 \text{ мэВ}$ . Такое значительное различие в энергиях оптических переходов связано, по-видимому, с сильным влиянием упругих напряжений на положение энергетических уровней вблизи КТ. Изменение энергетических уровней в КЯ  $\text{InGaAs}$ , обусловленное упругой деформацией при осаждении в непосредственной близости от КЯ островков  $\text{InP}$ , наблюдалось в работах [11,12]. Оценим расстояние между полосами  $QW_D$  и  $QW$ , предполагая, что на гетерогранице  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$  вблизи КТ постоянная решетка барьера соответствует объемному  $\text{In}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$  ( $a_0' = 5.859 \text{ \AA}$ ). Поскольку  $a_0'$  превышает постоянную решетку  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ , происходит смена знака относительной деформации по сравнению с ненапряженной гетерограницей  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ , т.е. на КЯ вблизи КТ действует напряжение растяжения. Необходимо отметить, что в этом случае основным состоянием для

## Значения констант материалов

Материал	$a_0, \text{Å}$	$C_{11}, 10^{12} \text{дин/см}^2$	$C_{12}, 10^{12} \text{дин/см}^2$	$a_c, \text{эВ}$	$a_v, \text{эВ}$	$b, \text{эВ}$	$m_e^*/m_0$	$m_{hh}^*/m_0$	$m_{lh}^*/m_0$
$\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$	5.726	1.12	0.52	-6.92	1.13	-1.72	0.056	0.357	0.07
$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	5.653	-	-	-	-	-	0.078	0.371	0.088

Примечание.  $C_{11}, C_{12}$  — упругие постоянные;  $a_0$  — постоянная решетки;  $a_c, a_v, b$  — константы деформационного потенциала;  $m_e^*, m_{hh}^*, m_{lh}^*$  — эффективные массы электрона, тяжелой и легкой дырок.

дырки становится состояние легкой дырки. Ширина запрещенной зоны  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$  с учетом упругой деформации равна  $(E_g^{\text{strain}})'' = 1.017 \text{эВ}$ , энергия размерного квантования электрона  $E_e'' = 103 \text{мэВ}$ , легкой дырки  $E_{lh}'' = 74 \text{мэВ}$  и энергия оптического перехода  $E_{\text{PL}}'' \simeq 1.2 \text{эВ}$ . Полученная величина  $E_{\text{PL}}''$  значительно отличается от наблюдаемого экспериментально положения линии  $\text{QW}_D$  и является верхним пределом возможного изменения энергии оптического перехода, поскольку мы предполагали, что в большой области барьера вблизи точек материал имеет постоянную решетку  $\text{In}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$  и не изменяется после осаждения КЯ. Однако постоянная решетки барьера может равняться промежуточному значению между постоянными решетки  $\text{GaAs}$  и  $\text{In}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$ , что приведет к менее значительному изменению потенциальной энергии электронов и дырок. Также не учитывалось влияние на энергетические уровни формы КТ и энергии связи экситона. Кроме того, различие в

постоянной решетки на разных участках поверхности перед осаждением КЯ  $\text{InGaAs}$  может привести к образованию вблизи КТ областей  $\text{InGaAs}$  с большим содержанием  $\text{In}$  в КЯ. Все эти факторы также влияют на энергию оптических переходов.

Таким образом, в результате проведенных исследований было показано, что осаждение массива КТ  $\text{InAlAs}$  в непосредственной близости от КЯ  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$  шириной  $50 \text{Å}$  приводит к локальному уменьшению потенциальной энергии электронов и дырок вблизи КТ. Как показывают оценки, это изменение в основном обусловлено, по-видимому, влиянием упругих напряжений, возникающих в области КТ.

Работа в разных частях поддерживалась Российским Фондом фундаментальных исследований (грант N96-02-17824), Фондом Volkswagen и грантом INTAS-94-1028.

## Список литературы

- [1] L. Goldstein, F. Glass, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G.Le. Roux. Appl. Phys. Lett., **47**, 1099 (1985).
- [2] P.M. Petroff, S.P. Den Baars. Superlat. Microstr., **15**, 15 (1994).
- [3] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O. Schmidt, R. Heitz, J. Böhrer, D. Bimberg, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, S.V. Zaitsev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. Sol. St. Electron., **40**, 785 (1996).
- [4] S. Fafard, R. Leon, D. Leonard, J.L. Merz, P.M. Petroff. Phys. Rev. B, **50**, 8086 (1994).
- [5] S. Fafard, R. Leon, D. Leonard, J.L. Merz, P.M. Petroff. Phys. Rev. B, **52**, 5752 (1995).
- [6] Ж.И. Алферов, Н.А. Берг, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Кошнев, А.О. Косоогов, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, М.В. Максимов, А.В. Сахаров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг. ФТП, **30**, 351 (1996).
- [7] Ж.И. Алферов, Н.Ю. Гордеев, С.В. Зайцев, П.С. Кошнев, И.В. Кочнев, В.В. Колин, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, М.В. Максимов, С.С. Рувимов, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг. ФТП, **30**, 357 (1996).
- [8] M.P.C. Krijn. Semicond. Sci. Technol., **6**, 27 (1991).
- [9] S. Adachi. J. Appl. Phys., **53**, 8775 (1982).
- [10] S.H. Pan, H. Shen, Z. Hang, F.H. Pollak, W. Zhuang, Q. Xu, A.P. Roth, R.A. Masut, C. Lacelle, D. Morris. Phys. Rev. B, **38**, 3375 (1988).

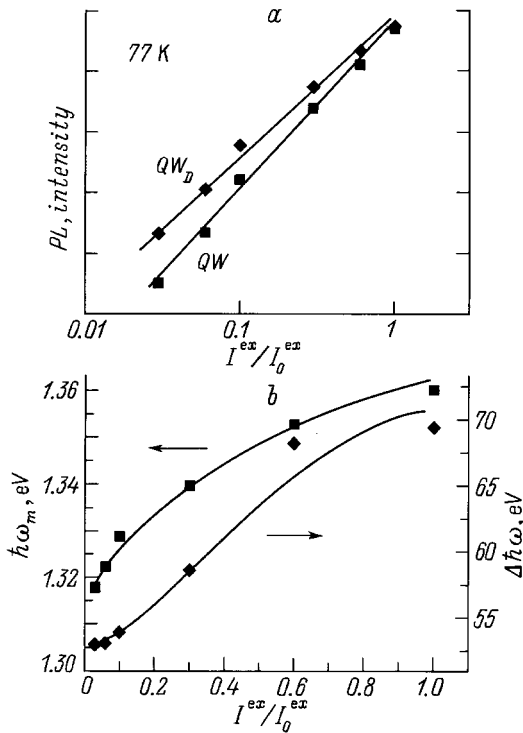


Рис. 5. Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции (PL) линий  $\text{QW}_D$  и  $\text{QW}$  (a), положения максимума  $\hbar\omega_m$  и ширины на половине высоты  $\Delta\hbar\omega$  линии  $\text{QW}_D$  (b) от плотности мощности возбуждающего излучения  $I^{\text{ex}}/I_0^{\text{ex}}$ .  $I_0^{\text{ex}} = 150 \text{Вт/см}^2$ .

- [11] M. Sopianen, H. Lipsanen, J. Ahopelto. Appl. Phys. Lett., **66**, 2364 (1995).
- [12] M. Sopianen, H. Lipsanen, J. Ahopelto. Phys. Rev. B, **51**, 13 868 (1995).

*Редактор Л.В. Шаронова*

### **Modulation of a quantum well potential by quantum dots array**

*A.F. Tsatsul'nikov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov,  
A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov,  
M.V. Maximov, A.V. Sakharov, A.A. Suvorova,  
P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg\**

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

\* Institute für Festkörperphysik, Technische Universität  
Berlin, D-10623 Berlin, Germany

**Abstract** Possibility to change locally the potential energy of the electrons and holes localized in a quantum well by quantum dot array deposited near the quantum well has been shown. These changes in the potential energy are induced with a strain arisen in the quantum dots area.