

Замороженная инфракрасная фотопроводимость в структурах InAs/GaAs со слоями квантовых точек

© В.А. Кульбачинский[†], В.А. Рогозин, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин, Б.Н. Звонков, З.М. Дашевский*, В.А. Касиян*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

* Department of Materials Engineering, Ben-Gurion University of the Negev,
P.O. Box 653, Beer-Sheva 84105, Israel

(Получена 6 мая 2005 г. Принята к печати 20 мая 2005 г.)

Исследована замороженная инфракрасная фотопроводимость в структурах p - и n -типа проводимости InAs/GaAs со слоями квантовых точек. Затухание фотопроводимости в начальном временном интервале после выключения подсветки происходит по логарифмическому закону. Характерное время релаксации зависит от температуры, уменьшаясь с ростом температуры. Предложена простая модель релаксации фотопроводимости, основанная на термической активации носителей заряда из слоя квантовых точек, согласующаяся с экспериментальными данными.

PACS: 73.63.Kv, 73.21.La

1. Введение

Исследования структур со слоями квантовых точек представляют, с одной стороны, большой фундаментальный интерес, а с другой стороны, такие структуры потенциально очень перспективны в светоизлучающих приборах [1–5]. Большое количество работ посвящено исследованию квантовых точек в структурах InAs/GaAs. Интересны структуры, в которых сами квантовые точки при их высокой плотности формируют двумерный проводящий слой из-за перекрытия состояний в соседних квантовых точках [6–8]. Из-за сильной локализации носителей тока при их небольшой концентрации в таких слоях наблюдается прыжковая проводимость при низких температурах [9,10].

В настоящее время успешно используются детекторы инфракрасного излучения на основе квантовых ям. Однако они имеют ряд ограничений — например, по углу падения и по узкому диапазону длин волн. Для квантовых точек направление падения света не имеет значения, так как движение электрона ограничено по всем трем направлениям. Более того, самоорганизованные квантовые точки на поверхности могут иметь целый набор уровней и к тому же имеют дисперсию по размерам, что приводит к фоточувствительности в широком интервале длин волн [11–13]. Фотодетекторы на основе квантовых точек должны иметь очень низкие значения темновых токов. Процессы роста самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs хорошо излучены и позволяют получить слои квантовых точек, в которых наблюдаются хорошо различимые линии в спектрах фотолюминесценции [14]. Латеральный фототок позволяет получить информацию о переходах между состояниями в квантовых точках и зоне размерного квантования в смачивающем слое. В этом случае фотовозбужденные электроны переносят ток по зоне размерного квантования в смачивающем слое или при последующем термическом возбуждении по объему GaAs [15,16].

Изменение проводимости при инфракрасном облучении и последующая ее релаксация имеет особое значение для легированных слоев квантовых точек. В этом случае очень важны механизмы релаксации фотопроводимости при разных температурах. Главным образом эти процессы изучались в слоях квантовых точек с n -типом проводимости [8,11–17].

В настоящей работе изучалась проводимость вдоль слоя квантовых точек структур InAs/GaAs с p - и n -типом проводимости в интервале температур от комнатной до жидкого гелия, как в темноте, так и под действием инфракрасного излучения с различными длинами волн. Предложена модель релаксации обнаруженной замороженной фотопроводимости, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными.

2. Методика измерений и образцы

Исследование замороженной фотопроводимости проводилось на структурах InAs/GaAs со слоями квантовых точек с p - и n -типом проводимости. Образцы p -типа выращивались на вицинальной поверхности подложки GaAs(Gr) (001), разориентированной на 3° вдоль направления [110], и состояли из буферного слоя i -GaAs толщиной 0.25 мкм, δ -слоя углерода C, 11 нм спейсера GaAs, слоя квантовых точек (QD) InAs, 11 нм спейсера GaAs, δ -слоя C и покровного слоя GaAs толщиной 0.1 мкм. Образцы p -типа проводимости различались количеством углерода в δ -слоях. Легирующие δ -слои C необходимы для того, чтобы создать дырочную проводимость в слоях квантовых точек.

Образец 704 с квантовыми точками n -типа проводимости имел аналогичную структуру. Он состоял из слоя i -GaAs толщиной 0.45 мкм, δ -слоя Si, 18 нм спейсера GaAs, слоя квантовых точек InAs, 18 нм спейсера GaAs, δ -слоя Si и слоя GaAs толщиной 0.45 мкм. Схематическое изображение структуры образцов с квантовыми точками приведено на рис. 1.

[†] E-mail: kulb@mig.phys.msu.ru

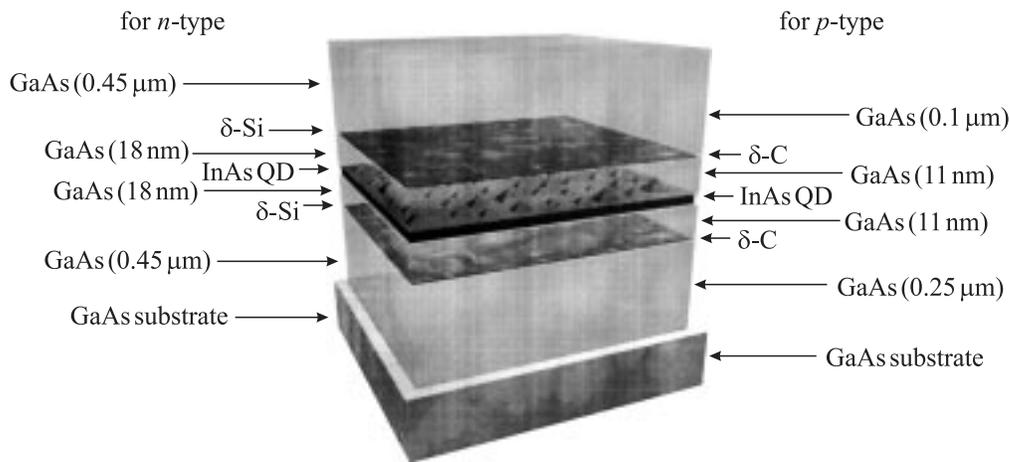


Рис. 1. Схематическое изображение структур образцов с квантовыми точками *n*- и *p*-типа проводимости.

Сопротивление образцов измерялось в плоскости слоя квантовых точек четырехконтактным методом. Значения холловской концентрации p_H и холловской подвижности μ дырок в исследованных образцах приведены в таблице.

Для изучения морфологии поверхности образца использовались структуры, рост которых был остановлен сразу после появления квантовых точек. Топография поверхности образцов изучалась на атомно-силовом микроскопе Asuigex TMX-2100 в контактном режиме при атмосферном давлении. Плотность точек в образцах *p*-типа составляла $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ со средним размером в основании 50–60 нм.

При измерениях релаксации проводимости была использована криогенная система замкнутого цикла RDK 101D производства Janic Research Co. INC. с криокулером модели SRDK-101D. Использовался оптический криостат SHI-4-1. Стабилизация температуры осуществлялась системой CryCon, модель 32B, с точностью выше, чем 0.01 К. Для создания постоянного магнитного поля при измерениях эффекта Холла использовался постоянный CoSm-магнит с напряженностью магнитного поля $B = 0.78 \text{ Тл}$, установленный внутри криостата с возможностью инверсии направления магнитного поля.

Темновые значения сопротивления ρ при 300 и 4.2 К, концентрации дырок или электронов (холловской p_H, n_H и полученной из эффекта Шубникова–де-Гааза p_{sdH}, n_{sdH}) и холловской подвижности μ при 4.2 К

Образец (тип проводимости)	ρ , кОм/□		p_H, n_H , 10^{11} см^{-2}	p_{sdH}, n_{sdH} , 10^{11} см^{-2}	μ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
	300 К	4.2 К			
31 (<i>p</i>)	42.1	59.8	2.7	–	330
32 (<i>p</i>)	51.6	86.1	2.6	–	230
867 (<i>p</i>)	2.993	2.04	54.4	44.0	640
865 (<i>p</i>)	21.21	3.90	7.3	6.1	2500
704 (<i>n</i>)	6.28	4.9	2.7	2.6	6300

Подсветка образца производилась белым светом лампы накаливания через кремниевый светофильтр, пропускающий излучение с длинами волн $\lambda \geq 1120 \text{ нм}$. Выбор фильтра производился с таким расчетом, чтобы не допустить образования экситонов в GaAs. Засветка проводилась до насыщения сопротивления. Альтернативным источником света служил светодиод с длиной волны излучения $\lambda = 950 \text{ нм}$. Измерения сопротивления и эффекта Холла и их релаксации проводились автоматической системой, построенной на вольтметрах Keithley.

Для измерения релаксации сопротивления или эффекта Холла образец охлаждался в темноте до необходимой температуры (T), засвечивался до насыщения сопротивления, подсветка выключалась и записывалась релаксация сигнала. Для исследования релаксации при другой температуре образец вначале нагревался до $T = 300 \text{ К}$, а далее опять охлаждался в темноте до нужной температуры.

3. Результаты измерений

В образцах с высоким уровнем легирования при низких температурах наблюдался эффект Шубникова–де-Гааза и квантовый эффект Холла от двумерных носителей тока, возникающих в слое квантовых точек в этих структурах при легировании. Во всех образцах обнаружена инфракрасная положительная фотопроводимость. При температурах ниже 270 К наблюдалась замороженная фотопроводимость, причем через некоторое время, зависящее от мощности освещения, сопротивление насыщается. Типичные температурные зависимости сопротивления ρ для образцов 31 и 32, *p*-типа проводимости, представлены на рис. 2. Вначале образцы охлаждались в темноте до температуры $T = 4.2 \text{ К}$, после чего производилась засветка образцов до насыщения сопротивления, а далее осуществлялся нагрев со скоростью 5 К/с. Как видно из рис. 2, наблюдается положительная фотопроводимость.

Относительное изменение сопротивления при освещении зависит от температуры, уменьшаясь с уменьшением температуры. В качестве примера на рис. 3 показано относительное изменение сопротивления образца *p*-типа 865 при освещении с длиной волны $\lambda = 950$ нм при различных температурах.

После выключения засветки, характерное время (τ) релаксации сопротивления к его начальному, темновому, значению при фиксированной температуре составляет от нескольких секунд при $T \approx 270$ К до сотен часов при $T = 4.2$ К. Релаксация сопротивления при различных температурах после выключения облучения с длиной волны $\lambda = 950$ нм представлены на рис. 4, *a* для образца 865 *p*-типа проводимости и рис. 4, *b* для образца 704 *n*-типа проводимости.

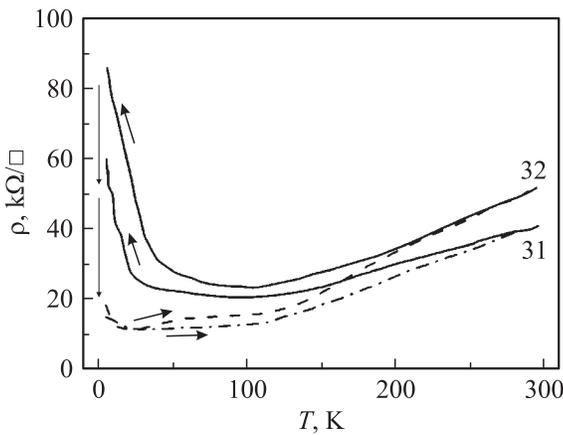


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления на квадрат образцов 32 и 31, полученные при охлаждении в темноте (сплошные линии) и при отогреве после освещения с длиной волны $\lambda > 1200$ нм при $T = 4.2$ К (штриховая и штрихпунктирная).

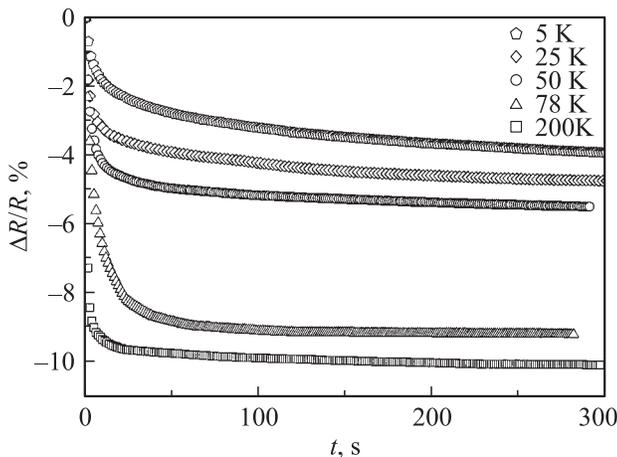


Рис. 3. Относительное изменение сопротивления $\Delta R/R = [R(t) - R]/R$ образца *p*-типа 865 при засветке светодиодом с длиной волны $\lambda = 950$ нм при разных температурах. R — темновое сопротивление, засветка включается в момент времени $t = 0$.

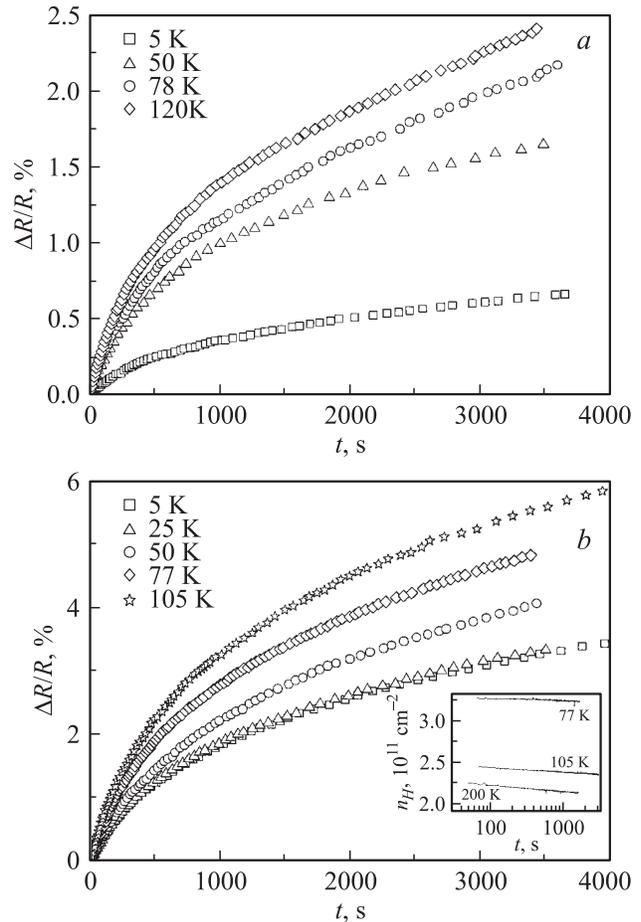


Рис. 4. Релаксация сопротивления $\Delta R/R = [R(t) - R(0)]/R$ образца *p*-типа 865 (*a*) и образца *n*-типа 704 (*b*) после освещения светом с длиной волны $\lambda = 950$ нм. $R(0)$ — сопротивление непосредственно после выключения засветки в момент времени $t = 0$. На вставке — релаксация холловской концентрации электронов $n_H(t)$ в образце 704 после освещения при различных температурах.

Возникновение положительной фотопроводимости под действием освещения связано с увеличением двумерной концентрации носителей тока в слое квантовых точек. Релаксация проводимости связана с уменьшением концентрации фотовозбужденных дырок (в структурах с *p*-типом проводимости) или электронов (в структурах с *n*-типом проводимости). В качестве примера на вставке к рис. 4, *b* приведены зависимости холловской концентрации электронов от времени $n_H(t)$ после выключения освещения. Нетрудно заметить, что зависимости линейны в полулогарифмическом масштабе.

4. Обсуждение результатов

Для наблюдения фотопроводимости в слоях квантовых точек структуры облучались светом с энергией фотонов $h\nu$, не превышающей ширину запрещенной зоны GaAs, чтобы не допустить образования экситонов

в GaAs-матрице. При таких энергиях фотонов возникновение свободных носителей заряда возможно за счет ионизации поверхностных состояний и уровней хрома в подложке. Одновременно с этим под действием излучения в структуре могут происходить оптические переходы между зонами внутри слоя квантовых точек и смачивающего слоя. Однако в этом случае возбужденные носители не могут обуславливать появление наблюдаемой задержанной фотопроводимости, так как времена рекомбинации таких носителей составляют обычно $\lesssim 1$ нс [18] и не могут быть зарегистрированы на используемом в эксперименте оборудовании.

Для определенности рассмотрим процессы, происходящие под действием освещения в структурах с *p*-типом проводимости. Процессы, происходящие в структурах с *n*-типом проводимости, будут им полностью аналогичны, с той лишь разницей, что при этом вместо дырок будут рассматриваться электроны, вместо валентной зона (VB) — зона проводимости (CB) и так далее.

Дырки, возбужденные при облучении структур с уровнем хрома в подложке и с поверхностных состояний, двигаются в направлении слоя квантовых точек под действием электрического поля, присутствующего в структуре за счет выравнивания химического потенциала ξ в термодинамическом равновесии. Схема зонной диаграммы структуры *p*-типа проводимости в этот момент показана на рис. 5, *a*.

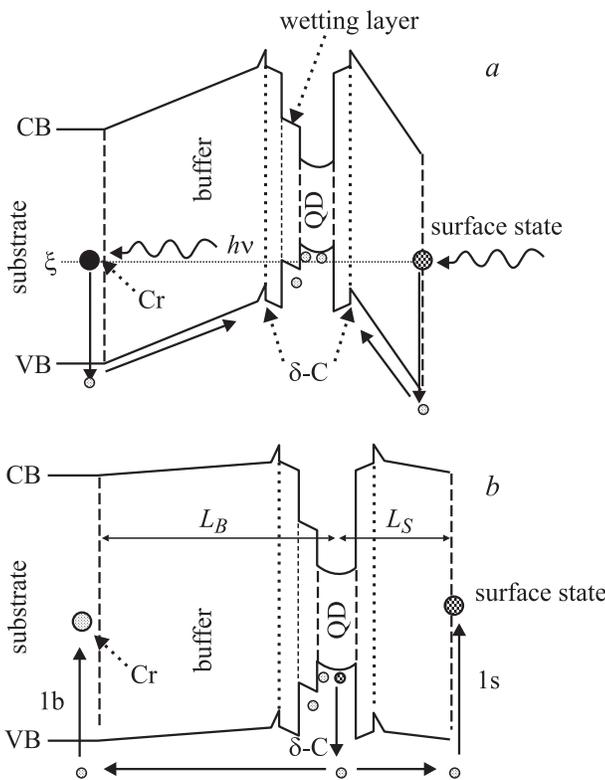


Рис. 5. Энергетическая диаграмма структуры *p*-типа проводимости с квантовыми точками (ξ — химический потенциал) и схемы процессов, ведущих к появлению фотопроводимости (*a*) и к ее релаксации (*b*).

Процесс, приводящий к возрастанию дырочной плотности в слое квантовых точек InAs под действием облучения, показан на рис. 5, *a* сплошными стрелками. В результате такого перемещения дырок в области слоя квантовых точек аккумулируется дополнительный положительный заряд, в то время как положительный заряд в области подложки и поверхности образца становится меньше своего значения в темноте до начала засветки. В дальнейшем дырки, попавшие в область квантовых точек, могут принимать участие в двумерной проводимости в слое квантовых точек, что и приводит к повышению проводимости структур под действием облучения. В итоге перераспределения электрического заряда между слоями структуры происходит понижение напряженности электрического поля в структуре. Такой процесс может продолжаться до тех пор, пока новое распределение заряда не приведет к занулению напряженности электрического поля и „распрямлению“ зонной диаграммы (рис. 5, *b*). При этом концентрация носителей в квантовых точках достигнет насыщения.

После выключения освещения в образцах наблюдается релаксация фотопроводимости, которая может происходить за счет следующих процессов.

1) Захват избыточных дырок атомами хрома в подложке (рис. 5, *b*, процесс 1b) или поверхностными состояниями (процесс 1s) после их термического возбуждения из квантовых точек и смачивающегося слоя в валентную зону (процесс 1). Поскольку длина свободного пробега носителей заряда сравнима с расстоянием до подложки L_B и до поверхности L_S , время, затрачиваемое на захват термически активированных дырок уровнями хрома и поверхностными состояниями, оказывается значительно меньше времени термической активации. Таким образом, общая вероятность этого типа релаксации ν определяется временем термической активации дырок:

$$\nu = \nu_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right). \quad (1)$$

Энергия активации W есть разность энергий дырок в слое квантовых точек (смачивающем слое) и в валентной зоне в подложке или вблизи поверхности; T — температура, k — постоянная Больцмана; предэкспоненциальный множитель ν_0 определяется электрон-фононным взаимодействием в слое квантовых точек и смачивающем слое.

2) Рекомбинация избыточных дырок с термически возбужденными электронами. Вероятность этого процесса значительно меньше, чем вероятность процесса 1, так как энергия возбуждения для электронов в матрице GaAs больше, чем энергия возбуждения носителей заряда из квантовых точек (смачивающего слоя). Таким образом, при рассмотрении релаксации замороженной фотопроводимости этим процессом можно пренебречь.

3) Туннелирование дырок из слоя квантовых точек (смачивающего слоя) на поверхностные состояния или

уровень хрома в подложке. Из-за большой высоты и ширины (сотни нанометров) барьера вероятность данного процесса также пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью процесса 1.

Таким образом, основным процессом релаксации фотопроводимости после возбуждения светом с энергией фотонов меньше ширины запрещенной зоны в слое квантовых точек является термическая активация дырок (для образца *p*-типа проводимости) на уровень энергии ниже потолка валентной зоны в подложке (на поверхности) с последующим их захватом атомами хрома и поверхностными состояниями. Релаксация фотопроводимости является быстро самозамедляющимся процессом, так как необходимая энергия термической активации линейно увеличивается при уменьшении концентрации носителей тока в слое квантовых точек.

Величина необходимой энергии термической активации складывается из двух частей: барьера, образованного кристаллическим полем, представляющего собой энергетическое расстояние между уровнем химического потенциала дырок в слое квантовых точек (смачивающем слое) и потолком валентной зоны в GaAs в непосредственной близости от этого слоя, и электростатического барьера, связанного с изменением электрического потенциала в области между подложкой (поверхностью) и слоем квантовых точек (смачивающим слоем). Увеличение барьера, образованного кристаллическим полем, происходит за счет изменения эффективного химического потенциала дырок в слое квантовых точек. Электростатический барьер увеличивается за счет перераспределения пространственного заряда в процессе релаксации, приводящего к увеличению электрического поля.

Как отмечалось выше, термическое возбуждение носителей тока — значительно более задержанный процесс по сравнению с процессом их захвата хромом и поверхностными состояниями (длина свободного пробега сравнима с расстоянием до подложки). Поэтому можно считать захват носителей тока баллистическим, а не диффузионным процессом. При этом, если пренебречь возможным захватом электронов в δ -слоях, временная зависимость концентрации электронов в слое квантовых точек может быть рассчитана следующим образом.

1) Баллистический перенос дырок в подложку происходит, когда дырки находятся в энергетическом интервале шириной kT , расположенном непосредственно под уровнем потолка валентной зоны в подложке. Вероятность термической активации дырок, находящихся в слое квантовых точек (смачивающем слое) и имеющих начальную энергию E , в этот энергетический интервал есть

$$\nu_B = \nu_0 \exp\left(\frac{E_{\text{QD}} + (e^2 L_B / \epsilon \epsilon_0)(N_A - N_S^+ - p) - E}{kT}\right). \quad (2)$$

Здесь p — двумерная концентрация дырок в слое квантовых точек, N_A — двумерная концентрация углерода

в легирующих δ -слоях, N_S^+ — двумерная концентрация дырок, захваченных на поверхностные состояния, E_{QD} — энергия потолка валентной зоны вблизи слоя квантовых точек, L_B — расстояние между слоем квантовых точек и подложкой, ϵ — диэлектрическая проницаемость в GaAs и ϵ_0 — электрическая постоянная. Ввиду малости расстояния от слоя квантовых точек до δ -слоя по сравнению с расстоянием до подложки и до поверхности при расчетах электростатического барьера можно считать все дырки сосредоточенными в одном слое.

2) Аналогично, баллистический перенос дырок на поверхностные состояния происходит, когда дырки находятся в энергетическом интервале шириной kT , расположенном непосредственно под уровнем потолка валентной зоны у поверхности. Вероятность термической активации дырок из слоя квантовых точек в этот энергетический интервал есть

$$\nu_S = \nu_0 \exp\left(\frac{E_{\text{QD}} + (e^2 L_S / \epsilon \epsilon_0)(N_A - N_B^+ - p) - E}{kT}\right), \quad (3)$$

где N_B^+ — двумерная концентрация дырок, захваченных атомами хрома, L_S — расстояние между слоем квантовых точек и поверхностью.

Обозначим двумерную концентрацию дырок в энергетическом интервале шириной kT , расположенном непосредственно под уровнем потолка валентной зоны в подложке, как p_B , а аналогичную концентрацию под уровнем потолка валентной зоны у поверхности как p_S . Мы пренебрегаем величиной электрического заряда этих дырок при расчете электростатического барьера, так как их концентрации оказываются значительно меньше, нежели концентрации дырок, находящихся в слое квантовых точек (смачивающем слое) и захваченных в подложке и на поверхности. Термическое возбуждение дырок происходит из энергетического интервала шириной kT вблизи уровня эффективного химического потенциала ξ в слое квантовых точек (смачивающем слое). Возможность введения ξ обусловлена сильным междырочным и электрон-фононным взаимодействием в слое квантовых точек.

Релаксация фотопроводимости может быть описана следующей системой уравнений:

$$\frac{dp}{dt} = (p_S + p_B)\nu_0 - gkT\nu_0 \left[\exp\left(\frac{A}{kT}\right) + \exp\left(\frac{B}{kT}\right) \right], \quad (4)$$

где

$$A = E_{\text{QD}} + \frac{e^2 L_B}{\epsilon \epsilon_0} (N_A - N_S^+ - p) - \xi,$$

$$B = E_{\text{QD}} + \frac{e^2 L_S}{\epsilon \epsilon_0} (N_A - N_B^+ - p) - \xi,$$

$$\frac{dp_S}{dt} = gkTv_0 \exp\left(\frac{E_{QD} + (e^2L_S/\varepsilon\varepsilon_0)(N_A + N_B^+ - p) - \xi}{kT}\right) - v_0p_S - p_S S(N_S - N_S^+) \int_{E>E_S} f(v)v_S d^3v, \quad (5)$$

$$\frac{dp_B}{dt} = gkTv_0 \exp\left(\frac{E_{QD} + (e^2L_B/\varepsilon\varepsilon_0)(N_A - N_S^+ - p) - \xi}{kT}\right) - v_0p_B - p_B \int_{E>E_B} f(v)v_B d^3v, \quad (6)$$

$$\frac{dN_S^+}{dt} = p_S S(N_S - N_S^+) \int_{E>E_S} f(v)v_S d^3v - N_S^+ v_0' \exp\left(-\frac{E_S}{kT}\right), \quad (7)$$

$$\frac{dN_B^+}{dt} = p_B \int_{E>E_B} f(v)v_B d^3v - N_B^+ v_0'' \exp\left(-\frac{E_{Cr}}{kT}\right), \quad (8)$$

$$p = g(\xi - E_{QD}). \quad (9)$$

Здесь S — сечение захвата дырок поверхностными состояниями, v_0' и v_0'' — предэкспоненциальные множители, описывающие взаимодействие фононов с дырками на поверхностных состояниях и на атомах Cr соответственно, g — двумерная плотность состояний в слое квантовых точек, v_B — компонента скорости перемещения дырок по направлению к подложке, v_S — компонента скорости перемещения дырок по направлению к поверхности, E_S — энергетическое расстояние между поверхностными состояниями и потолком валентной зоны у поверхности, E_{Cr} — энергетическое расстояние между уровнями хрома и потолком валентной зоны в подложке, N_S — концентрация поверхностных состояний.

Эта система уравнений может быть решена только численно. Система имеет также характерную особенность: темпы ухода термически активированных носителей в подложку и на поверхностные состояния быстро выравниваются, так как электростатический барьер растет быстрее с той стороны, куда уходит больше дырок.

Близкий к логарифмическому ход затухания фотопроводимости во времени t может быть получен в случае принятия следующих предположений:

- электростатический барьер гораздо выше кристаллического; это предположение обычно выполняется на длительных временах релаксации и при низкой интенсивности возбуждающего облучения;

- система далека от равновесия, и обратным приходом носителей тока в слой квантовых точек можно пренебречь;

- температура не слишком низкая, чтобы термическая активация имела место, и релаксация была наблюдаема при высоком электростатическом барьере;

- темпы захвата носителей тока на поверхностные состояния и на уровни хрома в подложке равны; это условие изначально выполняется при $L_B = L_S$; однако

при изначально не симметричной геометрии образца, как было упомянуто выше, выравнивание темпов захвата все равно произойдет в течение небольшого промежутка времени.

При условии выполнения всех вышеупомянутых предположений система уравнений переходит в одно уравнение

$$\frac{dp}{dt} = -pv_0 \exp\left(\frac{(e^2L_B/\varepsilon\varepsilon_0)(N_A - p)}{kT}\right). \quad (10)$$

Для дальнейшего упрощения полезно заметить, что при небольшом изменении концентрации носителей зависимость от p в предэкспоненциальном множителе можно пренебречь, заменив его средней величиной $\langle p \rangle$:

$$\frac{dp}{dt} = -\langle p \rangle v_0 \exp\left(-\frac{(e^2L_B/\varepsilon\varepsilon_0)(N_A - p)}{kT}\right). \quad (11)$$

Решением уравнения (11) является функция зависимости концентрации дырок от времени:

$$p(t) = p(0) - \frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2L_B} \times \ln \left[1 + \frac{e^2L_B}{\varepsilon\varepsilon_0 kT} \langle p \rangle v_0 t \exp\left(-\frac{(e^2L_B/\varepsilon\varepsilon_0)[N_A - p(0)]}{kT}\right) \right] = p_0 - p_1 \ln\left(1 + \frac{t}{\tau}\right), \quad (12)$$

где $p(0)$ — концентрация дырок в слое квантовых точек непосредственно после выключения облучающего света, t — время, отсчитываемое от момента выключения света. Время релаксации τ определяется выражением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{e^2L_B}{\varepsilon\varepsilon_0 kT} \langle p \rangle v_0 \exp\left(-\frac{(e^2L_B/\varepsilon\varepsilon_0)[N_A - p(0)]}{kT}\right). \quad (13)$$

Аналогичное выражение может быть получено и для электронов в образцах n -типа проводимости. Таким образом, если подвижности носителей остаются постоянными в течение некоторого промежутка времени, проводимость $\sigma(t)$ будет релаксировать по логарифмическому закону (справедливому для времени t , при котором $\sigma(t)$ еще далека от своего равновесного темнового значения):

$$\sigma(t) = \sigma_0 - \sigma_i \ln(1 + t/\tau), \quad (14)$$

где σ_0 , σ_i и τ — константы, зависящие от температуры.

Для всех кривых релаксации была выполнена подгонка с использованием функции вида (12). Полученные при этом значения времен релаксации τ представлены для образцов p -типа проводимости 865 и 867 на рис. 6 в зависимости от температуры. На вставке к рис. 6 эти времена релаксации представлены в логарифмическом масштабе оси ординат в зависимости от обратной температуры $1/T$. В этих координатах зависимость хорошо аппроксимируется прямой линией, что согласуется с выражением (13).

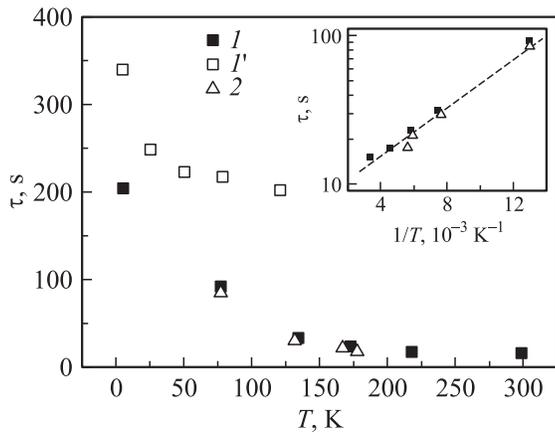


Рис. 6. Зависимости времени релаксации τ от температуры для образцов p -типа проводимости после засветки. I, I' — образец 865, засветка с $\lambda \geq 1120$ нм (I) и 950 нм (I'); 2 — образец 867, засветка с $\lambda \geq 1120$ нм. На вставке — зависимости $I, 2$ в координатах τ (в логарифмическом масштабе) от $1/T$.

Кроме этого на рис. 6 приведены зависимости времени релаксации τ от температуры для образца p -типа проводимости 865, полученные после засветки с различными длинами волн. Аналогичные зависимости получаются и для образцов n -типа проводимости. Как видно из рис. 6, время релаксации зависит от длины волны возбуждающего инфракрасного излучения. Времена релаксации оказываются больше после воздействия светом с меньшей длиной волны. Это поведение также находится в соответствии с выражением (13), согласно которому время релаксации τ должно уменьшаться с ростом концентрации дырок (электронов в структуре n -типа проводимости) в момент выключения засветки $p(0)$. Величина $p(0)$ определяется состоянием динамического равновесия между процессами возбуждения и релаксации. Интенсивность засветки, а следовательно, и $p(0)$ были значительно выше при освещении от лампы через кремниевый фильтр ($\lambda \geq 1120$ нм), чем при освещении светодиоидом с $\lambda = 950$ нм.

Распределение носителей тока между слоем квантовых точек, смачивающим слоем и легирующими δ -слоями может значительно влиять на эффективную подвижность носителей тока и усложнять процессы релаксации фотопроводимости. Это обстоятельство становится существенным при низких температурах, порядка температуры жидкого гелия.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 05-02-17029-а.

Список литературы

[1] Ж.И. Алфёров. ФТП, **32**, 1 (1998) [Semiconductors, **32**, 1 (1998)].
 [2] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998). [N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. Semiconductors, **32**, 343 (1998)].

[3] В.М. Устинов. ФТП, **38**, 963 (2004). [V.M. Ustinov. Semiconductors, **38**, 923 (2004)].
 [4] М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, Е.С. Семенова, Н.А. Малеев, Е.В. Никитина, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38**, 763 (2004). [M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, N.V. Kryzhanovskaya, A.G. Gladyshev, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, A.E. Zhukov, A.P. Vasil'ev, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, E.S. Semenova, N.A. Maleev, E.V. Nikitina, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. Semiconductors, **38**, 732 (2004)].
 [5] И.И. Новиков, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Н.Ю. Гордеев, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, С.С. Михрин, Н.А. Малеев, А.П. Васильев, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров, Н.Н. Леденцов, Д. Бимберг. ФТП, **37**, 1270 (2003). [I.I. Novikov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, N.Yu. Gordeev, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, S.S. Mikhlin, N.A. Maleev, A.P. Vasil'ev, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. Semiconductors, **37**, 1239 (2003)].
 [6] В.А. Кульбачинский, Ю.Н. Сафьянов, В.Н. Звонков, И.Г. Малкина, Р.А. Лунин, В.Г. Кытин. Microelectronic Eng., **43–44**, 107 (1998).
 [7] В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин, А.В. Голиков, И.Г. Малкина, Б.Н. Звонков, Ю.Н. Сафьянов. ФТП, **33**, 316 (1999). [V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, R.A. Lunin, A.V. Golikov, I.G. Malkina, B.N. Zvonkov, Yu.N. Safyanov. Semiconductors, **33**, 318 (1999)].
 [8] H.Z. Song, K. Akahane, S. Lan, H.Z. Xu, Y. Okada, M. Kawabe. Phys. Rev. B, **64**, 085 303 (2001).
 [9] R.A. Lunin, V.G. Kytin, V.A. Kulbachinskii, Y.N. Safyanov, B.N. Zvonkov, I.G. Malkina, A.V. Golikov. Physica B, **266**, 185 (1999).
 [10] В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин и др. ЖЭТФ, **120**, 933 (2001). [V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, R.A. Lunin et al. JETP, **93**, 815 (2001)].
 [11] H.C. Liu, M. Gao, J. McCaffrey, Z.R. Wasilewski, S. Fafard. Appl. Phys. Lett., **78**, 79 (2001).
 [12] S. Maimon, E. Finkman, G. Bahir, S.E. Schacharn, J.M. Garcia, P.M. Petroff. Appl. Phys. Lett., **73** (14), 2003 (1998).
 [13] D. Pan, E. Towe, S. Kennerly. Appl. Phys. Lett., **75**, 2719 (1999).
 [14] S.-W. Lee, K. Hirakawa, Y. Shimada. Physica E, **7**, 499 (2000).
 [15] L. Chu, A. Zrenner, G. Bohm, G. Abstreiter. Appl. Phys. Lett., **76**, 1944 (2000).
 [16] L. Chu, A. Zrenner, M. Bichler, G. Abstreiter. Appl. Phys. Lett., **79**, 2249 (2001).
 [17] V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, R.A. Lunin, et al. Phys. Staus Solidi C, **0**, 1297 (2003).
 [18] C.E. Johnson, H.W. Jiang. Phys. Rev. B, **48**, 2823 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

Persistent infrared photoconductivity in InAs/GaAs structures with layers of quantum dots

*V.A. Kulbachinskii, V.A. Rogozin, V.G. Kytin, R.A. Lunin,
B.N. Zvonkov, Z. Dashevsky*, V.A. Kasiyan**

M.V. Lomonosov Moscow State University,
Low Temperature Physics Department,
119992 Moscow, Russia

* Department of Materials Engineering,
Ben-Gurion University of the Negev,
P.O. Box 653, Beer-Sheva 84105, Israel

Abstract Persistent infra-red photoconductivity has been investigated in InAs/GaAs layers with quantum dots (QD) *n*- and *p*-type of conductivity. The relaxation of photoconductivity was logarithmic for some time after switching off the light, while the rate of the decay of photoconductivity increases strongly with temperature. A theoretical model of the relaxation that is consistent with experimental data and based on thermal activation of carriers is proposed.