

## ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ЗАМОРОЖЕННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В СТРУКТУРАХ GaAs( $\delta$ -Sn)

*В. А. Кульбачинский\**, *В. Г. Кытин*, *Р. А. Лунин*, *А. В. Голиков*, *А. В. Демин*,  
*А. С. Бугаев*, *А. П. Сеничкин*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия*

*A. de Visser<sup>†</sup>*, *R. T. F. van Schaijk*

*Van der Waals—Zeeman Institute, University of Amsterdam  
1018XE, Amsterdam, the Netherlands*

Поступила в редакцию 21 мая 1999 г.

Исследовано влияние освещения с различной длиной волны  $\lambda$  ( $770 \text{ nm} < \lambda < 1120 \text{ nm}$ ) на проводимость структур GaAs с дельта-легированием оловом вицинальных граней в диапазоне температур 4.2–300 К. В сильнолегированных образцах обнаружен эффект отрицательной замороженной фотопроводимости. На основании результатов исследования эффектов Холла и Шубникова—де Гааза показано, что отрицательная фотопроводимость связана со значительным уменьшением подвижности электронов при увеличении их концентрации. Уменьшение подвижности электронов объясняется ионизацией DX-центров, которая нарушает пространственную корреляцию в распределении положительно заряженных доноров и отрицательно заряженных DX-центров.

PACS: 73.50.Jt, 73.50.Pz

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время дельта-легированные полупроводники, в которых атомы примеси расположены в слое толщиной в один или несколько атомных монослоев, являются объектом интенсивного экспериментального и теоретического исследований [1]. Заряды легирующих примесей в дельта-слое создают потенциальную яму, в результате чего образуется структура с двумерными электронами. В дельта-легированных структурах с высокой концентрацией примеси электронами заполнено много подзон размерного квантования. Поведение двумерных электронов в таких системах в электрическом и магнитном полях значительно более сложно по сравнению с обычными низкоразмерными структурами с одной заполненной подзоной. Существенным является межподзональное рассеяние электронов, их подвижности в каждой подзоне различаются.

Интерес к изучению дельта-легированных полупроводников оправдан не только с научной точки зрения, но и возможностью их практического применения. Дельта-легирование является примером экстремально узкого профиля легирования, обеспечива-

\*E-mail: kulb@mig.phys.msu.su

<sup>†</sup>A. de Visser, R. T. F. van Schaijk.

ющего высокие концентрации носителей тока. Несмотря на важность использования высоких легирующих концентраций в нанoeлектронике, механизмы, ограничивающие максимально достижимую концентрацию свободных электронов, при высоких уровнях легирования остаются до сих пор не до конца выясненными.

Необходимо также отметить, что для создания дельта-слоев  $n$ -типа в арсениде галлия традиционно используется кремний, и важно исследование и сравнение электронных свойств дельта-слоев с иными легирующими примесями, например с оловом. Олово как донорная примесь менее амфотерно по сравнению с кремнием [2], и его использование должно дать возможность получения большей концентрации двумерных электронов в дельта-слое.

В настоящее время все активнее исследуются квазиодномерные и одномерные электронные системы, созданные на базе двумерных [3]. В таких системах наблюдаются квантование проводимости в зависимости от ширины проводящего канала, новый тип квантовых осцилляций в магнитном поле и другие фундаментальные эффекты. Для ограничения латерального размера в двумерных системах обычно используются методы субмикронной электронной литографии [3]. Для получения систем с размерами квазиодномерных электронных каналов в несколько десятков и менее нанометров перспективным методом является выращивание структур на вицинальной поверхности арсенида галлия [4–10], т. е. на поверхности, отклоненной от базовой плоскости (например, (001)) на небольшой угол, в результате чего она становится ступенчатой.

Важный экспериментальный факт состоит в том, что в структурах с дельта-слоями при низких температурах наблюдается обычно замороженная положительная фотопроводимость, т. е. проводимость структур при освещении увеличивается и сохраняется длительное время [11]. Существуют различные модели замороженной фотопроводимости. Одна из них связана с фотоионизацией глубоких уровней, называемых DX-центрами. Считается, что DX-центр является отрицательно заряженным локализованным состоянием, захватившим два свободных электрона [12–15]. В другой модели учитывается разделение фотоионизированных электронно-дырочных пар так, что электроны остаются в дельта-слое, а дырки уходят в объем. При этом ожидается логарифмическое затухание замороженной фотопроводимости [16, 17]. В структурах GaAs с дельта-легированием оловом вицинальной грани наблюдается анизотропия проводимости [4–6, 18], положительная фотопроводимость и ее гашение сильным электрическим полем [19, 20].

В предлагаемой работе мы представляем результаты исследования эффекта отрицательной замороженной фотопроводимости, обнаруженной нами в структурах GaAs с дельта-легированием оловом вицинальных граней, в широком диапазоне энергии световых квантов в интервале температур  $4.2 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ . Обсуждаются механизмы отрицательной и положительной замороженной фотопроводимости в дельта-легированных GaAs-структурах.

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследованные структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На полуизолирующей подложке GaAs {Cr}, разориентированной на  $3^\circ$  от плоскости (001) к плоскости (110), выращивался буферный слой нелегированного GaAs толщиной 0.45 мкм. При этом на вицинальной грани кристалла формировалась система

ступеней. При высоте ступени в один монослой ее ширина составляет 5.3 нм. Затем рост останавливался и на поверхность высаживалось определенное количество олова. После нанесения олова выращивался слой арсенида галлия толщиной 40 нм при низких температурах эпитаксии  $\approx 450^\circ\text{C}$ , что должно способствовать сохранению неоднородного распределения олова, а затем слой GaAs толщиной 20 нм, легированный кремнием с концентрацией  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , для заполнения поверхностных состояний.

Для измерения сопротивления и эффекта Холла были изготовлены образцы в форме двойных холловских мостиков с направлением проводящего канала как вдоль направления [110], так и вдоль направления  $[-110]$ . Во всех образцах сопротивление вдоль направления [110] было меньше сопротивления вдоль направления  $[-110]$ . В то же время влияние освещения на проводимость качественно не зависело от направления проводящего канала, поэтому в работе представлены результаты, полученные для образцов с направлением проводящего канала вдоль направления [110]. При исследовании фотопроводимости образцы освещались лампой накаливания через монохроматор, выделявший излучение с длиной волны света от 770 нм до 1120 нм со спектральной шириной линии 2.6 нм, а также через различные фильтры. Некоторые параметры исследованных образцов при температуре  $T = 4.2 \text{ К}$  приведены в таблице.

**Сопротивление  $\rho$ , холловские концентрации  $n_H$  и холловские подвижности  $\mu_H$  электронов, а также сумма концентраций электронов во всех подзонах  $\sum n_{sdH}$ , определенная из эффекта Шубникова—де Гааза, при температуре  $T = 4.2 \text{ К}$**

Номер образца	Вид освещения	$\rho$ , Ом	$n_H$ , $10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_H$ , $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$\sum n_{sdH}$ , $10^{12} \text{ см}^{-2}$
1	В темноте	202	31.5	981	26.2
	$\lambda = 791 \text{ нм}$	198	31.6	1000	26.3
	$\lambda > 850 \text{ нм}$	232	30.4	886	27.9
2	В темноте	374	25.8	648	25.9
	$\lambda = 791 \text{ нм}$	367	24.9	683	26.0
	$\lambda > 850 \text{ нм}$	417	26.0	576	29.6
3	В темноте	1330	8.03	586	8.28
	$\lambda = 791 \text{ нм}$	1173	8.62	618	8.39
	$\lambda > 850 \text{ нм}$	1235	8.81	574	8.38

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Фотопроводимость исследованных образцов зависит от длины волны падающего света, кроме этого существенным для наблюдения отрицательной фотопроводимости при разумных временах эксперимента оказалась интенсивность облучения. Типичная зависимость сопротивления образца 1 от времени освещения представлена на рис. 1. Как видно на этом рисунке, при облучении образца светом с длиной волны  $\lambda = 791 \text{ нм}$  (кривая 2) вначале наблюдается положительная фотопроводимость, которая при дальнейшем освещении сменяется отрицательной. При  $\lambda \geq 1120 \text{ нм}$  (кривая 1) наблюдается лишь отрицательная фотопроводимость. Зависимость изменения сопротивления от длины волны падающего излучения при различных интенсивностях излучения для

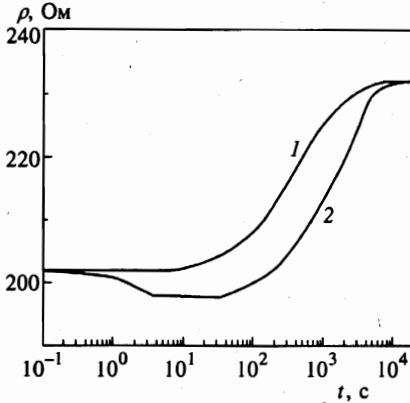


Рис. 1

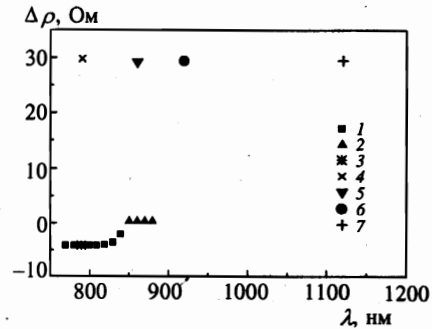


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость сопротивления образца 1 от времени облучения светом с длиной волны  $\lambda \geq 1120$  нм (1) и  $\lambda = 791$  нм (2) для интенсивности освещения  $10$  мкВт/см<sup>2</sup>

Рис. 2. Зависимость изменения удельного сопротивления  $\Delta\rho$  образца 1, отсчитанного от темнового сопротивления, от длины волны падающего излучения  $\lambda$ : 1 — освещение через монохроматор с интенсивностью  $I \approx 70$  нВт/см<sup>2</sup> в течение 1 ч; 2 — освещение через монохроматор с  $I \approx 20$  нВт/см<sup>2</sup> в течение 1 ч; 3 — освещение через фильтр  $786$  нм  $< \lambda < 796$  нм с  $I \approx 10$  мкВт/см<sup>2</sup> (минимальное значение сопротивления); 4 — освещение через тот же фильтр и с той же интенсивностью  $I \approx 10$  мкВт/см<sup>2</sup> до насыщения; 5 — фильтр  $\lambda > 850$  нм до насыщения,  $I \approx 60$  мкВт/см<sup>2</sup>; 6 — фильтр  $920$  нм  $< \lambda < 930$  нм до насыщения,  $I \approx 10$  мкВт/см<sup>2</sup>; 7 — фильтр  $\lambda \geq 1120$  нм,  $I \approx 60$  мкВт/см<sup>2</sup> до насыщения

образца 1 приведена на рис. 2. Такая же зависимость наблюдается для образца 2. Сопротивление этих образцов после охлаждения в темноте до температуры  $4.2$  К и освещения монохроматическим светом с длиной волны менее  $835$  нм и интенсивностью менее  $20$ – $70$  нВт/см<sup>2</sup> уменьшается (положительная фотопроводимость) и достигает насыщения в течение  $\approx 30$  мин (точки 1, рис. 2). При дальнейшем освещении этих же образцов излучением с длиной волны  $786$  нм  $< \lambda < 796$  нм и интенсивностью  $I \approx 10$  мкВт/см<sup>2</sup> сопротивление сначала уменьшается до минимума (точка 3 на рис. 2), а затем начинает возрастать и при насыщении достигает значения (точка 4 на рис. 2) большего, чем было в темноте (отрицательная фотопроводимость). При непрерывном облучении светом с длиной волны больше  $835$  нм и интенсивностью  $I \approx 20$  нВт/см<sup>2</sup> (такая интенсивность света получается при освещении через монохроматор) сопротивление образцов остается неизменным в течение по крайней мере пяти часов (точки 2 на рис. 2). При освещении образцов 1 и 2 излучением с длиной волны более  $850$  нм и интенсивностью  $I \approx 10$ – $60$  мкВт/см<sup>2</sup> сопротивление возрастает от темнового значения и в насыщении (точки 5, 6, 7 на рис. 2) достигает того же значения, что и при освещении интенсивным светом с длиной волны менее  $835$  нм. В этом случае первоначальное уменьшение сопротивления не наблюдается. В режиме отрицательной фотопроводимости сопротивление не изменяется после выключения подсветки при температуре  $4.2$  К по крайней мере в течение пяти часов, т. е. наблюдается отрицательная замороженная фотопрово-

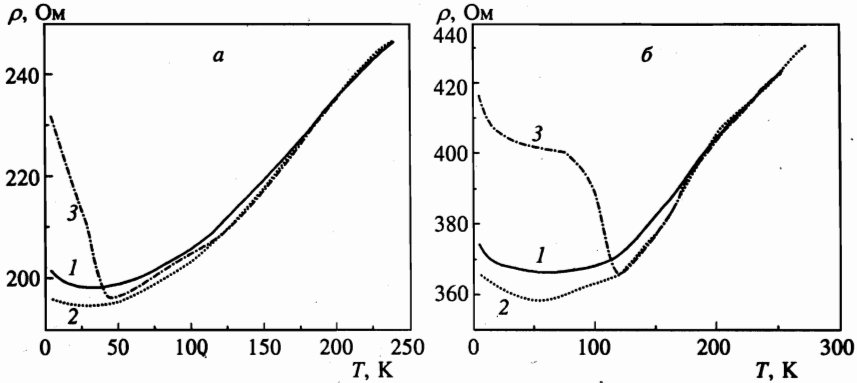


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления образцов 1 (а) и 2 (б) в темноте (кривая 1), а также после освещения при  $T = 4.2$  К светом с  $\lambda = 791$  нм (кривая 2) (подсветка выключалась после достижения минимального значения сопротивления) и  $\lambda > 1120$  нм (кривая 3) (подсветка выключалась после достижения насыщения сопротивления)

димось. Критическая энергия фотона, соответствующая длине волны света 835 нм, примерно на 35 мэВ меньше ширины запрещенной зоны GaAs, что соответствует энергии заброса электронов с мелких акцепторов в зону проводимости [21].

Температурные зависимости сопротивлений  $\rho$  сильнолегированных образцов 1 и 2, измеренные как в темноте, так и после различных видов подсветки при  $T = 4.2$  К и отогреве со скоростью 3 К/мин, представлены на рис. 3. При отогреве образца 1 после освещения при  $T = 4.2$  К (до насыщения сопротивления) через фильтр, пропускающий свет с длиной волны больше 1120 нм, сопротивление при увеличении температуры уменьшается и пересекает темновую зависимость  $\rho(T)$  при  $T \approx 40$  К (рис. 3а). Для образца 2 кривая отогрева после подсветки «длинноволновым» (будем так называть излучение с энергией меньше ширины запрещенной зоны арсенида галлия) излучением пересекает темновую температурную зависимость при  $T \approx 120$  К. После пересечения темновой зависимости  $\rho(T)$  кривая сопротивления после освещения «длинноволновым» излучением лежит чуть выше кривой сопротивления после подсветки «коротковолновым» (с энергией фотона больше ширины запрещенной зоны в арсениде галлия) излучением, выключенной в момент достижения сопротивлением минимума. Во всех образцах эффект замороженной фотопроводимости существует до температур  $\approx 180$  К.

У менее легированного образца 3 сопротивление уменьшается после подсветки как «коротковолновым», так и «длинноволновым» излучением, но значения сопротивлений, при которых происходит насыщение, различны для этих двух видов подсветки — при освещении «коротковолновым» излучением сопротивление уменьшается сильнее. После выключения подсветки при температуре 4.2 К сопротивление этого образца медленно возвращается к темновому значению в течение нескольких часов. Зависимости сопротивления образца 3 от температуры, измеренные в темноте, а также при отогреве после облучения при  $T = 4.2$  К светом с различной длиной волны представлены на рис. 4.

Кроме температурных зависимостей сопротивления в работе исследовался эффект Шубникова—де Гааза с целью определения концентраций электронов в подзонах раз-

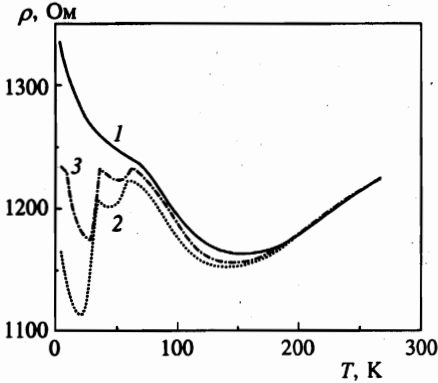


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления образца 3 в темноте (кривая 1), а также после освещения при  $T = 4.2$  К светом с  $\lambda = 791$  нм (кривая 2) и  $\lambda > 850$  нм (кривая 3). Подсветка выключалась после достижения насыщения сопротивления

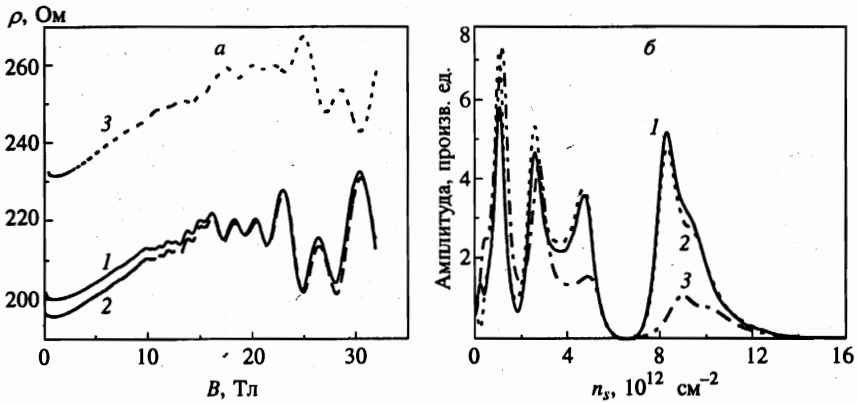


Рис. 5. *a* — Осцилляции магнитосопротивления образца 1 при  $T = 4.2$  К в темноте (1), а также после воздействия светом с длиной волны  $\lambda = 791$  нм (2) (подсветка выключалась после достижения минимального значения сопротивления) и  $\lambda > 850$  нм (3) (подсветка выключалась после достижения насыщения сопротивления). *б* — Зависимость амплитуды фурье-преобразования осцилляций Шубникова—де Гааза от концентрации двумерных электронов для образца 1 в темноте и после соответствующей подсветки

мерного квантования. На рис. 5*a* и 6*a* представлены магнитосопротивления соответственно для образцов 1 и 2 при  $T = 4.2$  К, измеренные в темноте (кривые 1) и после различных видов подсветки (кривые 2, 3), а на рис. 5*б* и 6*б* — соответствующие осцилляциям фурье-спектры. Эффект Шубникова—де Гааза показал, что при положительной замороженной фотопроводимости частоты (пропорциональные концентрации двумерных электронов в подзонах размерного квантования), наблюдаемые в фурье-спектре осцилляций магнитосопротивления, практически не изменяются (кривые 2 на рис. 5, 6), а при отрицательной замороженной фотопроводимости частоты увеличиваются (кривые 3 на рис. 5, 6) по сравнению с темновыми значениями (кривые 1 на рис. 5, 6). Квантовые подвижности электронов [22] в подзонах размерного квантования при положительной замороженной фотопроводимости возрастают на 10–20% (в основном в верхних подзонах) по сравнению с темновыми значениями, а при отрицательной за-

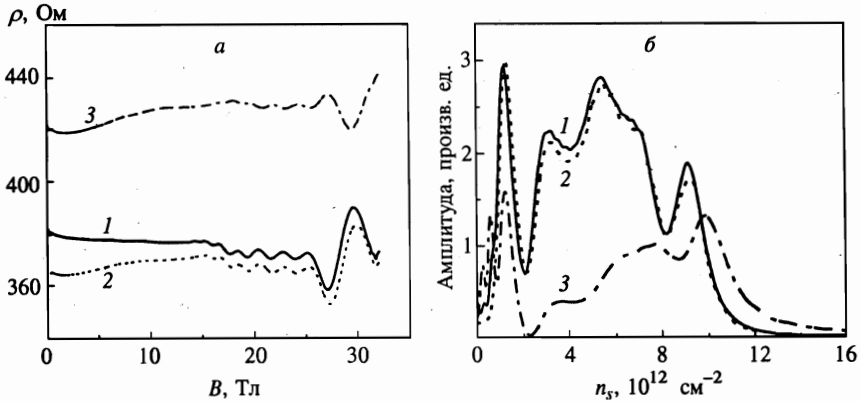


Рис. 6. *a* — Осцилляции магнитосопротивления образца 2 при  $T = 4.2$  К в темноте (1), а также после освещения с  $\lambda = 791$  нм (2) (подсветка выключалась после достижения минимального значения сопротивления) и  $\lambda > 850$  нм (3) (подсветка выключалась после достижения насыщения сопротивления). *б* — Фурье-спектр осцилляций Шубникова—де Гааза для образца 2 в темноте и после соответствующей подсветки

мороженной фотопроводимости сильно убывают (в 1.5 раза) в нижних подзонах. Это изменение квантовых подвижностей электронов сказывается на высоте и ширине пиков в фурье-спектре: при подсветке «длинноволновым» излучением высота пиков, соответствующих нижним подзонам, существенно меньше, а ширина больше, чем в темноте (рис. 5б, 6б). Исследование эффекта Холла подтвердило, что изменение сопротивления образцов после подсветки в основном определяется изменением в холловских подвижностях электронов (см. таблицу). При освещении «коротковолновым» излучением холловская подвижность, которая является усредненной по всем подзонам величиной, возрастает, а «длинноволновым» — убывает по сравнению со значениями в темноте.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Долговременный характер наблюдаемой в сильнолегированных образцах 1 и 2 отрицательной фотопроводимости дает основание предположить, что данный эффект связан с заполнением и опустошением DX-центров. Увеличение полной концентрации электронов, определенной из эффекта Шубникова—де Гааза, при освещении составляет 6.5% для образца 1 и 14% для образца 2 (см. таблицу), что, по-видимому, является результатом ионизации заполненных DX-центров [12]. Считается, что DX-центр является отрицательно заряженным локализованным состоянием, захватившим два свободных электрона [13–15]. Кулоновское взаимодействие между положительно заряженными мелкими донорами и DX-центрами вызывает корреляцию в пространственном распределении заряженных атомов примеси и уменьшает рассеяние на них электронов [23–27]. В результате ионизации DX-центров светом корреляция нарушается, что должно приводить к уменьшению подвижности электронов [23, 28] и к описанному выше эффекту отрицательной замороженной фотопроводимости. Следует также отметить, что, возможно, заполненные DX-центры олова в GaAs являются все-таки нейтральными (со-

держат по одному электрону) [29] и слабо рассеивают электроны, тогда при освещении атомы олова становятся положительно заряженными, и наблюдающееся уменьшение подвижности электронов связано просто с увеличением числа рассеивающих центров.

Эффект положительной замороженной фотопроводимости может быть объяснен следующим образом. При освещении «коротковолновым» излучением образуются электронно-дырочные пары, которые разделяются под воздействием небольшого электрического поля, существующего при равновесии в буферном слое *i*-GaAs между подложкой и дельта-слоем. При этом электроны скатываются в дельта-слой, а дырки нейтрализуют заряженные акцепторы, в небольших количествах присутствующие в *i*-GaAs, или скатываются в подложку. Характерная концентрация акцепторов в *i*-GaAs составляет  $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что при толщине буферного слоя  $d = 0.45 \text{ мкм}$  соответствует двумерной концентрации  $1.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . В результате пространственного разделения электронов и дырок в буферном слое возникает дополнительное электрическое поле, полностью компенсирующее исходное, зоны распрямляются [11], и электронно-дырочные пары перестают разделяться. Добавочная концентрация носителей заряда, необходимая для возникновения такой неравновесной ситуации, примерно равна

$$\Delta n_s = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{ed} \Delta V,$$

где  $\Delta V = 0.75 \text{ В}$  — потенциал, соответствующий глубокому уровню хрома в подложке [30],  $d = 0.45 \text{ мкм}$  — толщина буферного слоя в исследованных структурах. Получающееся таким образом значение  $\Delta n_s$  равно  $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что соответствует небольшому увеличению шубниковских концентраций электронов в образцах (например,  $\Delta n_s$  для образца 3 равно  $1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Распрямление дна зоны проводимости приводит к увеличению эффективной ширины квантовой ямы. При этом волновые функции электронов оказываются более удаленными от заряженных доноров дельта-слоя. Это приводит к уменьшению рассеяния и увеличению подвижности электронов. Данный эффект должен оказывать наибольшее влияние на подвижность электронов именно в верхних подзонах, так как именно волновые функции электронов верхних подзон наиболее чувствительны к подобному уширению потенциальной ямы [22].

При «длинноволновом» освещении наряду с ионизацией DX-центров электроны возбуждаются с глубоких уровней хрома в подложке и скатываются в дельта-слой. При этом нейтрализации дырками акцепторов в буферном слое *i*-GaAs, как при «коротковолновом» освещении, не происходит. Нейтрализация заряженных акцепторов при освещении «коротковолновым» излучением приводит к дополнительному увеличению подвижностей электронов в верхних подзонах [22, 31], поэтому в данном случае сопротивление образцов уменьшается сильнее, чем при освещении «длинноволновым» излучением.

То, что положительная замороженная фотопроводимость возникает из-за пространственного разделения фотогенерированных электронов и дырок, подтверждается результатами измерений временной релаксации фотопроводимости. Уменьшение проводимости со временем после выключения подсветки хорошо описывается логарифмической зависимостью от времени, что характерно для пространственного разделения заряда [16, 17]. На рис. 7 показаны релаксация положительной замороженной фотопроводимости в образце 3 и ее подгонка по справедливой для начального интервала времени формуле

$$\sigma(0) - \sigma(t) = A \ln(1 + t/\tau), \quad (1)$$



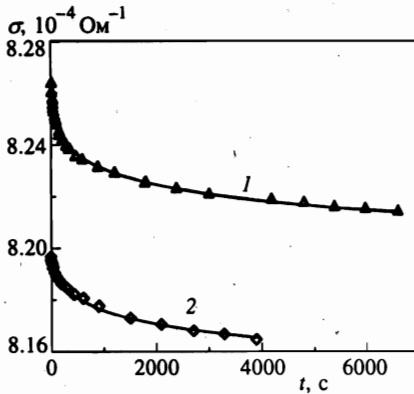


Рис. 7. Релаксация положительной фотопроводимости образца 3 во времени в темноте после освещения при  $T = 77$  К светом с длиной волны  $\lambda = 791$  нм (1) и  $\lambda > 1120$  нм (2). Сплошные линии — подгонка по формуле (1)

полученной в работе [16]. Параметр релаксации  $\tau$  для образца 3 при освещении его «коротковолновым» излучением при  $T = 77$  К равен 19 с, а «длинноволновым» излучением — 68 с. При  $T = 4.2$  К параметр релаксации возрастает и равен 23 с для «коротковолнового» излучения и составляет несколько десятков минут для «длинноволнового». Нейтрализация заряженных акцепторов при освещении «коротковолновым» излучением приводит к более быстрой релаксации положительной замороженной фотопроводимости, чем при освещении «длинноволновым» излучением, из-за рекомбинации электронов дельта-слоя и близлежащих акцепторов. В сильнолегированных образцах 1 и 2 в режиме положительной замороженной фотопроводимости времена релаксации фотопроводимости близки к временам релаксации в образце 3.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в структурах GaAs с дельта-легированием оловом вицинальных граней нами впервые исследован эффект отрицательной замороженной фотопроводимости. Эффект наблюдается только в образцах с высоким уровнем легирования. При этом увеличение сопротивления сопровождается увеличением концентрации электронов и значительным уменьшением их подвижности, что и определяет отрицательный знак фотопроводимости. Увеличение концентрации электронов является следствием ионизации глубоких метастабильных уровней — DX-центров. При этом уменьшение подвижности может быть связано как с нарушением пространственной корреляции в расположении положительно заряженных доноров и отрицательно заряженных DX-центров, так и с увеличением концентрации положительно заряженных рассеивающих центров, если до ионизации DX-центры были нейтральными.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-02-17396) и Dutch organization N.W.O.

## Литература

1. *Delta-doping of semiconductors*, ed. by E. F. Shubert, Cambridge University Press (1996).
2. Kin Man Yu, H. P. Lee, and S. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1784 (1990).
3. C. G. Smith, *Rep. Progr. Phys.* **59**, 235 (1996).
4. А. Д. Виссер, В. И. Калужкин, В. А. Кульбачинский и др., *Письма в ЖЭТФ* **59**, 339 (1994).
5. V. I. Kadushkin, V. A. Kulbachinskii, A. P. Senichkin et al., *Phys. Low-Dimen. Struct.* **1**, 53 (1994).
6. V. A. Kulbachinskii, N. B. Brandt, V. G. Kytin et al., *Phys. Low-Dimen. Struct.* **12**, 237 (1995).
7. M. Ramsteiner, J. Wagner, D. Behr, and R. Hey, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 490 (1994).
8. L. Daweritz, K.-J. Friedland, J. Behrend, and P. Schutzendube, *Phys. Stat. Sol. (a)* **146**, 277 (1994).
9. L. Daweritz, H. Kostial, R. Hey et al., *J. Cryst. Growth* **150**, 214 (1995).
10. B. Etienne, F. Lelarge, Z. Z. Wang, and F. Laruelle, *Appl. Surf. Sci.* **113–114**, 66 (1997).
11. В. В. Валяев, В. Л. Гуртовой, Д. Ю. Иванов и др., *ЖЭТФ* **113**, 693 (1998).
12. D. K. Maude, J. C. Portal, L. Dmowski et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 815 (1987).
13. P. Gibart, D. L. Williamson, J. Moser, and P. Basmaji, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1144 (1990).
14. M. Baj and L. H. Dmowski, *J. Phys. Chem. Sol.* **56**, 589 (1995).
15. M. Hayne, A. Usher, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *Surf. Sci.* **361/362**, 574 (1996).
16. H. J. Queisser and D. E. Theodorou, *Phys. Rev. B* **33**, 4027 (1986).
17. J. Chen, C. H. Yang, and R. A. Wilson, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2113 (1992).
18. R. T. F. van Schaijk, A. de Visser, V. A. Kulbachinskii et al., *Physica B* **256–258**, 243 (1998).
19. В. А. Кульбачинский, Р. А. Лунин, Е. В. Богданов и др., *Письма в ЖЭТФ* **63**, 326 (1996).
20. V. A. Kulbachinskii, R. A. Lunin, E. V. Bogdanov et al., *Physica B* **229**, 262 (1997).
21. D. J. Ashen, P. J. Dean, D. T. J. Hurle et al., *J. Phys. Chem. Sol.* **36**, 1041 (1975).
22. P. M. Koenraad, in *Delta-doping of semiconductors*, ed. by E. F. Shubert, Cambridge University Press (1996), ch. 17, p. 407.
23. Z. Wilamowski, J. Kossut, T. Suski et al., *Sem. Sci. Technol.* **6**, B34 (1991).
24. D. K. Maude, L. Eaves, and J. C. Portal, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1993 (1992).
25. T. Suski, P. Wisniewski, I. Gorczyca et al., *Phys. Rev. B* **50**, 2723 (1994).
26. R. Shikler, M. Heiblum, and V. Umansky, *Phys. Rev. B* **55**, 15427 (1997).
27. J. M. Shi, P. M. Koenraad, A. F. W. van de Stadt et al., *Phys. Rev. B* **55**, 13093 (1997).
28. E. Buks, M. Heiblum, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. B* **49**, 14790 (1994).
29. A. K. Saxena, *Solid-State Electronics* **25**, 127 (1982).
30. A. Chandra, C. E. C. Wood, D. W. Woodard, and L. F. Eastman, *Solid-State Electronics* **22**, 645 (1979).
31. В. П. Евтихийев, П. С. Копьев, М. Ю. Надточий, В. М. Устинов, *ФТП* **23**, 845 (1989).