

# Транспорт в сверхрешетках GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с узкими запрещенными мини-зонами: низкочастотная отрицательная дифференциальная проводимость и токовые осцилляции

© А.А. Андронов<sup>¶</sup>, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 3 апреля 2008 г. Принята к печати 22 апреля 2008 г.)

Измерены вольт-амперные характеристики и изучены низкочастотные токовые неустойчивости в сверхрешетках GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с узкими запрещенными мини-зонами. В относительно слабых электрических полях обнаружена пилообразная структура вольт-амперных характеристик с чередующимися участками положительной и отрицательной дифференциальной проводимости, спонтанная генерация низкочастотных токовых колебаний со сложным частотным спектром (от дискретного до сплошного). Показано, что наблюдаемые особенности электронного транспорта обусловлены пространственно-временной динамикой доменов электрического поля (диполей и монополей). Наблюдались также эффекты бифуркации, гистерезиса и мультистабильности вольт-амперных характеристик. В сильных полях на вольт-амперных характеристиках наблюдались и идентифицированы регулярные особенности, обусловленные резонансным туннелированием электронов между уровнями ванье-штарковских лестниц, принадлежащих квантовым ямам, разнесенным на несколько периодов.

PACS: 73.21.Cd, 72.20.Ht, 72.30.+q, 73.40.Gk

## 1. Введение

Наш интерес к транспортным свойствам электронов в сверхрешетках (СР) с узкими запрещенными мини-зонами продиктован желанием использовать активные свойства блоховского осциллятора в полупроводниковых сверхрешетках в постоянном электрическом поле  $F$  [1] для генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона. Традиционные исследования блоховских колебаний в основном направлены на поиск генерации электромагнитного излучения на частотах ниже блоховской,  $\omega < \omega_B = eFd/\hbar$  ( $e$  — заряд электрона,  $d$  — период СР), где реальная часть проводимости сверхрешеток отрицательна уже с нулевой частоты [2]. На этом пути одним из препятствий в создании терагерцового генератора на основе СР является токовая неустойчивость, приводящая к нарушению однородности поля, его доменизации и спонтанному возбуждению паразитных низкочастотных осцилляций тока [3]. Попытки подавления низкочастотной неустойчивости путем применения различных режимов накачки электрическим полем [3] и (или) способов соединения активных элементов [4] до настоящего времени не привели к желаемым результатам. Альтернативный путь использования резонансных свойств блоховского осциллятора в постоянном электрическом поле для генерации терагерцового излучения и преодоления проблемы низкочастотных неустойчивостей — это создание таких условий, при которых дифференциальная проводимость СР была бы положительной на низких  $\omega < \omega_B$  и отрицательной на частотах выше блоховской,  $\omega > \omega_B$ . В работе [5] показано, что такая динамическая отрицательная дифференциальная проводимость (ДОДП)

может возникать вследствие туннелирования электронов во вторую мини-зону, неупругого рассеяния их там на оптических фононах с возвращением в первую мини-зону и последующей группировки в первой мини-зоне. Для реализации ДОДП необходима, таким образом, СР с достаточно узкими первой и запрещенной мини-зонами. Такой энергетический спектр может быть реализован в GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-сверхрешетках с широкими квантовыми ямами и узкими потенциальными барьерами. Почти очевидно, что в СР с узкой первой мини-зоной отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) и низкочастотная неустойчивость, обусловленные брэгговским отражением электронов от границ первой мини-зоны Бриллюэна [1], будут иметь место в сравнительно слабых электрических полях. С другой стороны, при узкой запрещенной мини-зоне уже при относительно небольшом электрическом поле можно ожидать возрастания роли зинеровского туннелирования.

Данная работа направлена на изучение транспортных свойств СР с узкой первой мини-зоной проводимости и узкой запрещенной мини-зоной в постоянном электрическом поле с целью выяснения их пригодности для реализации ДОДП и создания генератора терагерцового диапазона. Отметим, что исследуемые в данной работе сверхрешетки относятся, по определению, к структурам с сильной связью между квантовыми ямами, т.е. таким структурам, у которых ширина барьера  $b$  много меньше  $1/k_b$  — характерного обратного волнового числа электрона внутри барьера,  $b \ll 1/k_b$  [6]. Тем не менее, как показали эксперименты, в транспортных характеристиках сверхрешеток с узкими запрещенными мини-зонами при достаточно сильном зинеровском туннелировании наблюдаются некоторые новые особенности, характерные, скорее, для слабо связанных СР ( $b \gg 1/k_b$ ).

<sup>¶</sup> E-mail: andron@ipm.sci-nnov.ru

Образцы	$E_0$ , мэВ	$\Delta E_{1,2}$ , мэВ	$E_1$ , мэВ	$E_g$ , мэВ	$E_2$ , мэВ	$\Delta E_2$ , мэВ	$d = w + b$ , Å	$N_d$
SL426	3.2	11.2	14.4	7.1	21.3	34.9	185 + 10	100
SL502	3.7	14.8	18.5	7.9	26.4	45.0	163 + 10	150
SL698	6.5	11.8	18.3	18.0	31.6	38.4	155 + 20	500
SL816	8.6	8.8	17.4	19.6	37.0	29.5	150 + 30	1000

## 2. Структуры

Исследованы четыре разновидности сверхрешеток, состоящих из гетероструктур GaAs/Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As и различающихся числом периодов  $N_d$ , ширинами ям  $w$  (GaAs) и барьеров  $b$  (Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As) (см. таблицу). В таблице:  $E_0, E_1$  — энергия дна и потолка первой мини-зоны проводимости,  $E_2$  — энергия дна второй мини-зоны проводимости,  $\Delta E_{1,2}$  — ширина первой и второй мини-зон проводимости,  $E_g$  — ширина запрещенной мини-зоны. Расчеты энергетических спектров выполнены методом трансфер-матрицы.

Сверхрешетки выращены методом MOCVD на проводящей подложке  $n^+$ -GaAs(100) с концентрацией доноров  $N_i = (1.0-3.5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (Si). К сверхрешетке прилегают слои  $n^+$ -GaAs с  $N_i = (1.5-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (Si). Исследуемые сверхрешетки специально не легировались и имели концентрацию свободных носителей  $n$  на уровне остаточной концентрации доноров  $N = n \approx (0.5-1.5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Образцы выполнены в виде цилиндрических  $n^+ - n - n^+$ -мезоструктур диаметром от 30 до 500 мкм. Омические контакты изготовлены электролитическим осаждением и последующим вжиганием сплава Ni-Ge-Au.

Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур и токовых неустойчивостей проводились в режиме заданного постоянного или импульсного напряжения. В областях неустойчивости за ток принималось среднее по времени значение амплитуды установившихся токовых осцилляций. Для предотвращения теплового разрушения структур при больших напряжениях длительность приложенного импульса варьировалась от 1 до 20 мкс в зависимости от параметров мезы. Образцы исследовались при температуре решетки 4 и 77 К.

## 3. Экспериментальные результаты

Вольт-амперные характеристики исследуемых структур при температурах 4 и 77 К представлены на рис. 1–3. Обнаружено следующее:

1. В слабых электрических полях, как показано на вставке к рис. 1, при  $T = 4 \text{ К}$  пороговое напряжение, при котором возникает ток через структуру (вертикальные стрелки), прямо пропорционально энергии дна первой мини-зоны проводимости  $E_0$  соответствующей сверхрешетки (см. таблицу). Действительно, как видно из распределения потенциала в  $n^+ - n - n^+$ -структуре (схема

структуры на вставке к рис. 1), помимо преодоления приблизительно одинакового для всех структур потенциального барьера  $E_\phi = kT \ln(N_i/N) \approx 2.5 \text{ мэВ}$  ( $k$  — постоянная Больцмана) для возникновения тока в нижней мини-зоне электронам необходимо сообщить дополнительную энергию  $E_0$ , зависящую от параметров конкретной структуры. Суммарная энергия  $E_\phi + E_0$  определяет минимальное пороговое напряжение  $U_{th} = (E_\phi + E_0)/e$ , необходимое для возникновения тока. Таким образом, обнаружение порога по напряжению в виде загиба ВАХ в слабом электрическом поле может служить дополнительным диагностическим признаком, позволяющим контролировать величину энергии дна первой мини-зоны проводимости, а следовательно, и параметры СР.

Измерения проводимости в слабом электрическом поле позволяют оценить эффективную частоту столкновений: для ВАХ SL426 при  $n_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и проводимости в слабом поле  $\sigma_0 \approx 0.4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  эта величина составляет  $\nu_0 = e^2 n / (m^* \sigma_0) \approx 1.05 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Отсюда в соответствии с квазиклассической теорией транспорта в СР [6] подвижность электронов в докритическом поле  $\mu_0 \approx ed^2 \Delta E_{1,2} / (2\hbar^2 \nu_0) \approx 9.3 \cdot 10^3 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$  при  $T = 4 \text{ К}$  (температурный множитель в выражении для  $\mu_0$  опущен ввиду малого отличия его от 1 при 4 К).

2. Для всех исследованных структур:

а) характерной чертой является в целом N-образная зависимость среднего тока от приложенного напряжения. Области ОДП для различных структур (отмечены штриховкой) начинаются с критических полей от  $\sim 80-100 \text{ В/см}$  для SL816, до  $\sim 200-300 \text{ В/см}$  для SL426 и  $\sim 500 \text{ В/см}$  для SL698. Разброс значений кри-

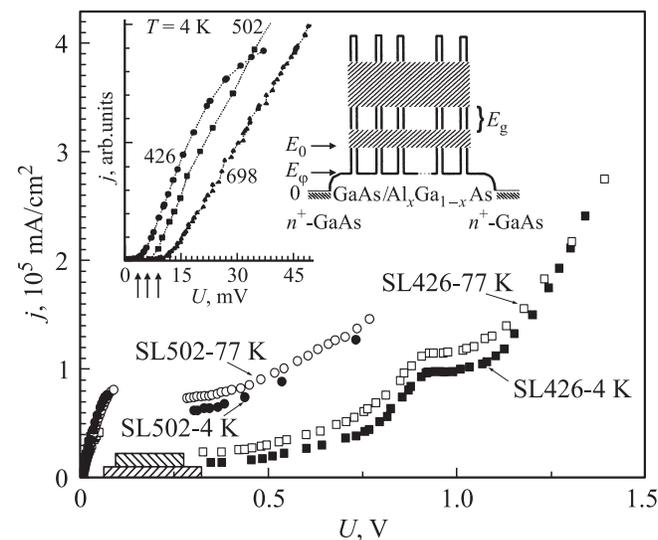
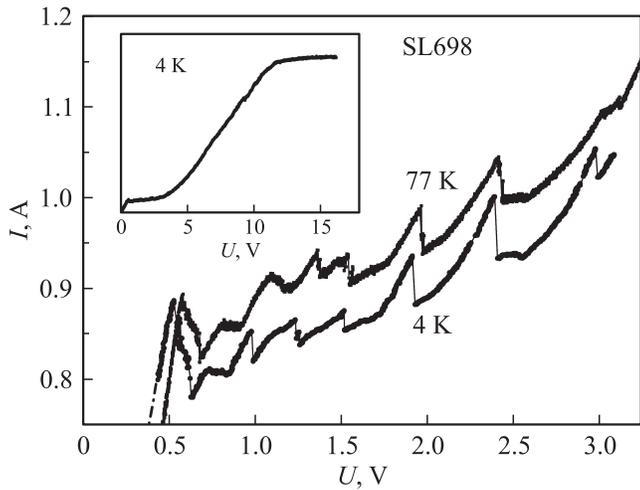
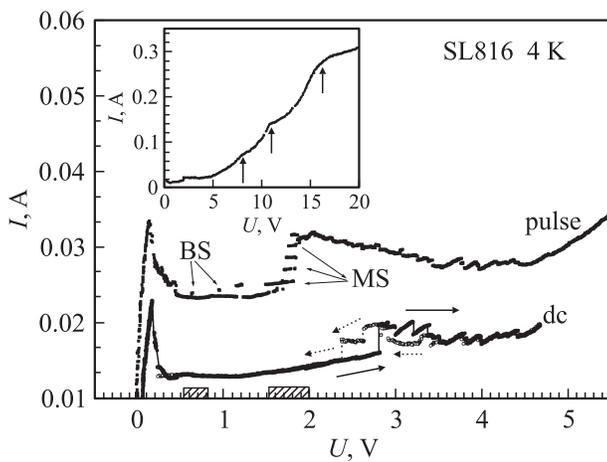


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур со сверхрешетками (SL) SL426 и SL502 при температурах 4 и 77 К. Заштрихованы области ОДП обеих структур. На вставке: слева — ВАХ структур SL426, SL502 и SL698 при слабых напряжениях и  $T = 4 \text{ К}$  (вертикальные стрелки — пороги возникновения тока, пропорциональные энергии дна первой мини-зоны  $E_0$ ); справа — энергетическая диаграмма измеряемой  $n^+ - n - n^+$ -структуры.



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики (ВАХ) структуры SL698 при температурах 4 и 77 К в области первого плато. На вставке — полная ВАХ при 4 К.



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики (ВАХ) структуры SL816 при постоянном (dc) и импульсном (pulse) напряжении ( $T = 4$  К). BS — бистабильные и MS — мультистабильные состояния. На dc-зависимости стрелками отмечен гистерезис ВАХ (сплошные — увеличение напряжения, пунктирные — уменьшение). Заштрихованы области спонтанных токовых колебаний со сплошным частотным спектром. На вставке — полная ВАХ при 4 К (стрелками указаны особенности, обусловленные резонансно-туннельными переходами электронов между уровнями ванье-штарковских лестниц, см. текст).

тического поля относительно большой и может быть связан с частичным падением напряжения на контактах и разной остаточной концентрацией в разных СР.

Для структуры SL426 (и близкой к ней SL502), исходя из значения критического поля  $F_{cr} \approx 200$  В/см и пиковой скорости  $V_p = J_{cr}/en \approx 2.8 \cdot 10^5$  см/с (при  $J_{cr} \approx 90$  мА для  $T = 4$  К), на основании [7] можно определить значения частоты релаксации энергии  $\nu_\epsilon$  и частоты упругих столкновений  $\nu_{el}$  соответственно:  $\nu_\epsilon \approx 2 \cdot 10^{10}$  с $^{-1}$  и  $\nu_{el} \approx 2 \cdot 10^{13}$  с $^{-1}$ . Численное моделирование электронно-

го транспорта в СР методом Монте-Карло [8], выполненное при близких значениях частот упругого и неупругого рассеяния, показывает, что в больших электрических полях, начиная с 3–5 кВ/см, преобладающим над сверхрешеточным током [1,7] становится ток, обусловленный нерезонансным зинеровским туннелированием. Это же подтверждается экспериментальными ВАХ: из рис. 1 и для SL426, и для SL502 соотношения токов СР при  $T = 4$  и 77 К до и после областей ОДП меняются на противоположные: до начала области ОДП ток при 4 К больше тока при 77 К, а выше области ОДП — наоборот. Такое температурное изменение соотношения токов до и после области ОДП является следствием нескольких причин. Во-первых, как известно (см. [7]), из-за сильной зависимости средней скорости электронов от частот упругих и неупругих столкновений ток в первой мини-зоне в поле, большем чем критическое, при большей частоте неупругих столкновений  $\nu_\epsilon$  падает медленнее. Возрастание частоты неупругих столкновений происходит из-за роста поглощения оптических фононов при увеличении температуры решетки. Во-вторых, непосредственное увеличение числа электронов во второй мини-зоне вследствие поглощения фононов также приводит к увеличению среднего тока в СР. Следует отметить, что уменьшение тока, обусловленное уменьшением подвижности с ростом температуры вследствие заполнения электронами высших энергетических состояний в первой мини-зоне и увеличения эффективной массы (эта зависимость отражается температурным множителем  $I_1/I_0$ , см. [7]), не столь существенно для СР с шириной мини-зоны в нулевом электрическом поле  $\Delta \approx 10$  мэВ: при  $T = 4$  и 77 К отношение  $I_1/I_0$  составляет  $\sim 1$  и  $\sim 0.4$  соответственно. Наконец, нерезонансный зинеровский ток, пропорциональный вероятности туннелирования электрона через запрещенную мини-зону  $E_g$  под действием поля  $F$

$$\gamma(F) = \frac{eFd}{2\pi\hbar} \exp\left(-\frac{mdE_g^2}{4\hbar^2eF}\right),$$

слабо зависит от температуры решетки. Этот ток становится преобладающим над внутриминизонным для обеих температурных зависимостей только при относительно высоких напряжениях (для SL426 — выше  $\sim 1$  В).

Отметим, что численное моделирование методом Монте-Карло [8] функции распределения электронов в импульсном пространстве также подтверждает, что проводимость СР на начальном участке напряжений определяется транспортом электронов в пределах первой мини-зоны [1,7], а в более сильном электрическом поле — и зинеровским туннелированием во вторую и выше лежащие мини-зоны.

б) Другой характерной чертой ВАХ исследованных структур является наличие пилообразных участков, состоящих из чередующихся областей отрицательной и положительной дифференциальной проводимости (ПДП): рис. 2 для SL698 и рис. 3 для SL816 (пилообразная

зависимость  $I(U)$  наблюдалась и для коротких структур SL426 в заштрихованной области при  $T = 77$  К).

Существование скачков среднего тока на ВАХ является признаком специфической пространственно-временной динамики монополя — области повышенной концентрации пространственного заряда. Динамика монополей подробно изучена при исследованиях слабо связанных СР (см. обзор [6]). Известно, что при напряжении выше критического монополю, разделяя пространство СР на области (домены) практически однородных слабого и сильного электрических полей, может либо циклически дрейфовать вдоль СР (динамический монополю), либо оставаться неподвижным (статический монополю). Возникающие при увеличении напряжения скачки среднего тока обусловлены скачкообразным изменением положения статического монополя внутри (вдоль оси) СР. Перескок монополя происходит вследствие резонансного туннелирования электронов из основного энергетического состояния квантовых ям, расположенных в области слабого электрического поля, в возбужденное (второе и выше) состояние квантовых ям, расположенных в области сильного поля. Монополю в слабо связанных СР локализован на масштабе одной квантовой ямы, а с ростом напряжения перескакивает в соседнюю яму, поэтому число скачков на ВАХ в совершенных структурах практически совпадает с числом периодов. При изменении уровня легирования или нарушения качества и(или) периодичности СР (в частности, идентичности размеров ям или барьеров) часть скачков на ВАХ исчезает (см. [6] и цитированную там литературу) и расчетная зависимость  $I(U)$  становится похожей на наблюдаемую. В исследованных структурах строгая периодичность скачков по напряжению отсутствует. Кроме того, наблюдаемое в данном эксперименте число скачков на ВАХ существенно меньше числа периодов СР (рис. 2). Отсюда можно полагать, что в исследуемых нами слабо легированных сверхрешетках как пространственный размер монополя, так и его перемещение вдоль структуры при увеличении напряжения составляют значительно большее число периодов (несколько десятков).

На основании вышесказанного можно предположить, что в СР с узкими запрещенными мини-зонами протекание тока на пилообразных участках обусловлено, как и в слабо связанных СР, последовательным резонансным туннелированием электронов между энергетическими уровнями размерного квантования. Наблюдаемый пилообразный участок ВАХ (рис. 2) образуется в результате чередования режимов периодического дрейфа в областях ОДП и скачкообразного на концах участков ПДП пространственного перемещения вдоль СР монополя обогащенного слоя. На участках ОДП имеет место динамический режим, при котором монополю циклически перемещается внутри СР (не обязательно по всей области от катода до анода), а в пределах областей с ПДП — статический, при котором монополю неподвижен. В последнем случае  $n$ -область СР распадается

на стационарные домены практически однородных слабого и сильного электрических полей. Скачки среднего тока обусловлены перемещением статического монополя вдоль СР под действием приложенного напряжения. Перемещение статического монополя происходит в 2 этапа: в дополнение к существующему монополю ближе к катоду возникает область повышенной концентрации заряда (второй монополю), на котором падает часть напряжения. Второй монополю нарастает, а первый исчезает в узком интервале растущего приложенного напряжения. (Скачок тока в этом процессе вызван перераспределением напряжения между этими монополями. Последующее нарастание тока происходит вследствие роста амплитуды доменов сильного и слабого полей). В итоге статический монополю оказывается сформированным в другой области пролетного промежутка. Таким образом, с увеличением напряжения пространственная протяженность домена сильного поля увеличивается. В области больших напряжений  $U > 3.5$  В пилообразное плато заканчивается, и домен сильного *однородного* поля охватывает практически всю сверхрешетку.

В дополнение к сказанному выше следует обратить внимание на исследование динамики доменов и эффекта Ганна в объемных полупроводниках в работах [9] и позднее дополненных в [10,11]. В этих работах показано, что в структурах  $n^+ - n - n^+$ -типа, где в  $n$ -области имеет место  $N$ -образная зависимость скорости от приложенного напряжения, при определенных соотношениях проводимостей среды и катодного контакта  $n^+$  возможно возникновение как дипольного ганновского домена (низкая проводимость катода), так и монополя (высокая проводимость катода). При концентрации электронов в катодном контакте выше некоторой критической в достаточно длинных структурах этого типа так же, как и в слабо связанных СР, возможно образование статического монополя и формирование пилообразной ВАХ, подобной той, которая наблюдается в наших экспериментах. Нами были воспроизведены исследования динамики пространственного заряда в  $n^+ - n - n^+$ -структурах с большой длиной и низким уровнем легирования пролетного  $n$ -пространства в квазиклассическом дрейфово-диффузионном приближении. Условия образования ВАХ были изучены на самосогласованной модели электронного транспорта, включающей уравнение для полного тока, уравнение Пуассона и уравнение непрерывности, при известной (из численного моделирования методом Монте-Карло [8]) зависимости дрейфовой скорости от электрического поля [12]. Исследования показали, что образование монополей обогащенных слоев и пилообразной ВАХ возможно в  $n^+ - n - n^+$ -структурах с параметрами, близкими к экспериментальным, вследствие абсолютной неустойчивости пространственного заряда [13,14], при концентрации электронов в  $n$ -области  $\sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и длине  $n$ -области  $L \approx 8.5$  мкм. Таким образом, для однозначного выяснения реальной картины возникновения пилообразных участков ВАХ требуются дальнейшие дополнительные исследования.

в) ВАХ самой длинной из исследуемых структур (1000 периодов), как видно из рис. 3, состоит из нескольких характерных участков. В интервалах амплитуд импульсного (постоянного) напряжения  $U = 0.15(0.2) - 1.6(2.5)$  В наблюдаются области ОДП типа Есаки-Тсу [1], в которой имеют место низкочастотные токовые осцилляции и резко падает средний ток через СР. Большая величина отношения пикового тока к минимальному среднему току характерна для режима возбуждения дипольного домена [10]. При увеличении напряжения выше 2 В (для постоянного напряжения — 3 В) возникает пилообразный участок ВАХ, обусловленный чередованием режимов динамического и статического монополей обогащенного слоя. Мы полагаем, что трансформация режимов неустойчивости пространственного заряда с дипольного (при малых напряжениях) на монополярный (при больших) в длинных структурах с N-образной характеристикой возможна вследствие изменения граничных условий, например при возрастании уровня инжекции с ростом напряжения [15].

Экспериментально обнаружены гистерезис ВАХ, бистабильные (BS) и мультистабильные (MS) состояния (см. стрелки на рис. 3), возможность существования которых в достаточно длинных структурах с определенной концентрацией электронов обсуждалась в работах [16–18]. Гистерезис и связанная с ним многозначность ветвей ВАХ определяются процессом перераспределения заряда внутри СР при обратном направлении изменения приложенного напряжения. Мультистабильные состояния возникают как следствие многозначной ВАХ [6]. В состояниях мультистабильности средний ток через СР при изменении амплитуды импульсного напряжения принимает в зависимости от начальных условий одно из возможных значений многозначной ВАХ.

г) На возрастающем участке ВАХ (см. вставку на рис. 3), где туннельный ток становится определяющим, зависимость тока от приложенного напряжения имеет регулярные особенности (вертикальные стрелки на вставке рис. 3). На приведенной ВАХ эти особенности в токе имеют место при падении напряжения на одном периоде  $U_d \approx 8.5, 11$  и  $16$  мВ. На образцах серии SL426 особенности наблюдались при  $U_d \approx 4.5$  и  $8$  мВ, а также при  $U_d \approx 9.5$  и  $16$  мВ (не представлено). Заметим, что особенности подобного вида наблюдались на ВАХ в экспериментах [19,20]. В [19] было установлено, что пики на ВАХ обусловлены резонансным туннелированием электронов между основным и возбужденным энергетическими состояниями соседних ям в электрических полях  $F$ , удовлетворяющих условию

$$E_i - E_j = meFd,$$

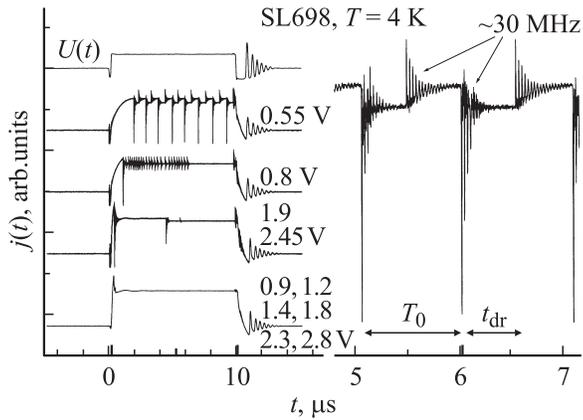
где  $m$  — целое число,  $E_i$  и  $E_j$  — энергии  $i$ -го и  $j$ -го энергетических уровней, или для мини-зон конечной ширины — энергии „центра масс“ соответствующих мини-зон. В [20] похожие особенности трактовались как резо-

нансы прозрачности СР, определяемые длиной когерентности электронов, напрямую зависящей от параметров СР и средней длины свободного пробега электронов. Другой тип подобных особенностей, обусловленных спонтанным испусканием продольных оптических (ЛО) фононов при разогреве электронного газа в перпендикулярном к электрическому полю направлении, теоретически рассчитан и обсуждался в работах [21,22]: в условиях низких температур  $T \approx 4$  К, когда расстояние между уровнями ванье-штарковской лестницы (ВШЛ) больше  $kT$ , при выполнении условия резонанса в электрическом поле  $meFd = \hbar\omega_{LO}$  может наблюдаться особенность, связанная с испусканием ЛО фононов для достаточно больших  $m$ ; при повышении температуры решетки уровни размываются и ВШЛ, а с ней и эти особенности, исчезают.

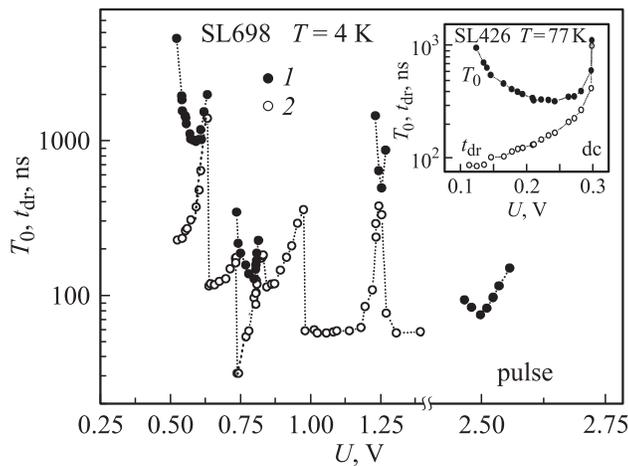
В нашем эксперименте интерпретация наблюдаемых особенностей осложняется тем, что изначально (для реализации динамической ОДП) параметры СР были выбраны такими, что разность энергий „центра масс“  $E_2 - E_1$  (например, для SL426 из таблицы  $E_2 - E_1 \approx 30$  мэВ) и  $\hbar\omega_{LO}$  достаточно близки. В то же время видно, что ни в одном из случаев (ни для каких  $m$ ) нет удовлетворительного выполнения перечисленных резонансных условий. Поэтому для данных структур нами были проведены путем решения уравнения Шредингера детальные расчеты ВШЛ и исследована степень локализации волновой функции электрическим полем [23]. На основании этих расчетов наблюдаемые в эксперименте особенности в токе были идентифицированы как резонансно-туннельные переходы между уровнями ванье-штарковских лестниц, принадлежащих разным мини-зонам и локализованным в квантовых ямах, отстоящих друг от друга на определенное число периодов. Установлено, что отмеченные на рис. 3 особенности ВАХ SL816 при  $U_d \approx 8.5, 11$  и  $16$  мВ (см. вставку) обусловлены переходами электронов между ванье-штарковскими лестницами первой и второй мини-зон ( $1 \rightarrow 2$ ) при туннелировании через 6, 4 и 3 квантовые ямы соответственно. Для SL426 при напряжениях 0.95 В особенности ВАХ обусловлены переходами электронов между лестницами первой и третьей мини-зон ( $1 \rightarrow 3$ ) при туннелировании через 4 квантовые ямы, а при 1.67 В — переходами  $1 \rightarrow 2$  через 2 ямы соответственно. Более подробно результаты расчетов наблюдаемых резонансно-туннельных переходов изложены в работах [23,24].

#### 4. Токовые неустойчивости

Известно, что СР является сильно нелинейной средой, в которой, кроме образования доменов электрического поля, возможно возникновение таких нелинейных эффектов, как спонтанные токовые автоколебания и динамический хаос [6,25]. В исследованных нами СР низкочастотные спонтанные периодические колебания



**Рис. 4.** Характерный вид осциллограмм импульса напряжения  $U(t)$  и спонтанных токовых осцилляций  $j(t)$  в SL698 при  $T = 4$  К на различных участках ВАХ рис. 3 (указаны значения амплитуд импульсного напряжения в вольтах). Справа — осциллограмма тока для  $U = 0.55$  В в увеличенном масштабе на двух периодах  $T_0$ ;  $t_{dr}$  — время формирования и пролета монополя,  $T_0 - t_{dr}$  — релаксация монополя.



**Рис. 5.** Зависимости периода  $T_0$  спонтанных токовых осцилляций (1) и времени  $t_{dr}$  (2) от амплитуды импульсного напряжения для структуры SL698 при  $T = 4$  К. На вставке — те же зависимости  $T_0$  и  $t_{dr}$  от постоянного напряжения для SL426 при  $T = 77$  К.

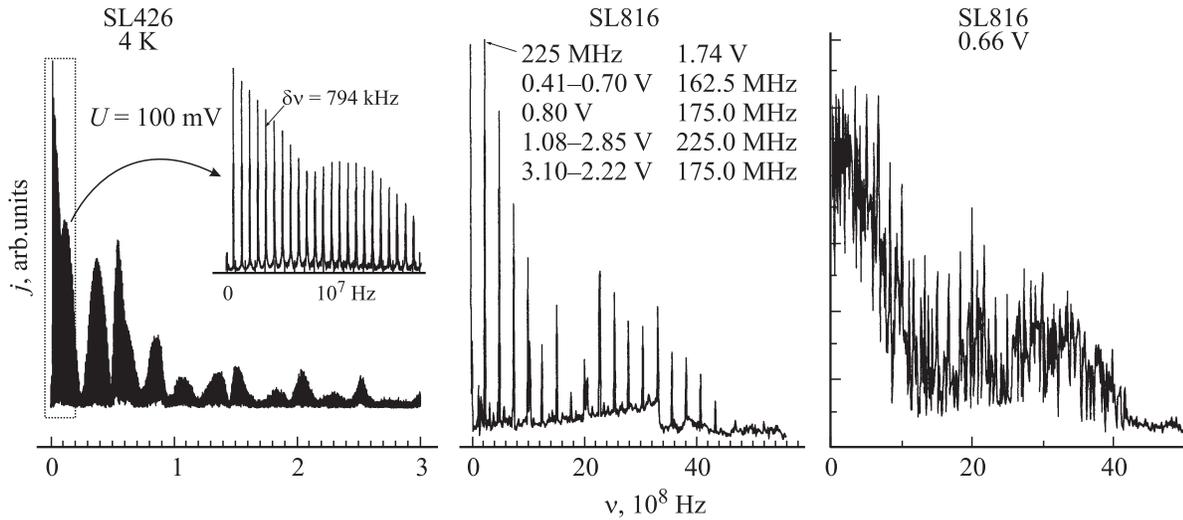
тока (рис. 4) наблюдаются при 4 и 77 К практически на всех участках ОДП. На рис. 4 приведены примеры осциллограмм автоколебаний для SL698 при различных напряжениях,  $T = 4$  К (в увеличенном масштабе приведена часть осциллограммы импульса тока на начальном участке ОДП при  $U = 0.55$  В). Колебательный процесс характеризуется периодом осцилляций  $T_0$  и временем  $t_{dr}$ , в течение которого средний ток на одном периоде осцилляций минимален, что соответствует локальному увеличению пространственного заряда и его дрейфу внутри СР. Наблюдаемые особенности осциллограммы на периоде — высокочастотная модуляция с частотой  $\sim 30$  МГц в виде периодических релаксирующих пиков в

начале и в конце дрейфа — являются характерным внешним признаком формирования, дрейфа и релаксации динамического монополя (см., например, [6,15,18,26]).

В некоторых структурах SL426, SL502 и SL698 на участках ОДП собственная частота осцилляций зависит от приложенного напряжения *монотонным* образом. На рис. 5 приведены зависимости периода осцилляций  $T_0$  и времени дрейфа пространственного заряда  $t_{dr}$  от приложенного импульсного напряжения для SL698 и от приложенного постоянного напряжения для SL426 (на вставке к рис. 5). Из рисунков видно, что период токовых осцилляций с увеличением напряжения сначала уменьшается (в разных образцах в 3–15 раз меньше своего начального значения), а затем возрастает и сравнивается с  $t_{dr}$  к моменту срыва колебаний. Исходя из экспериментальных наблюдений, анализа процессов возбуждения и релаксации монополя (в которых с ростом напряжения уменьшается число пиков), а также из результатов численного моделирования динамики заряженных слоев, мы полагаем, что наблюдаемое уменьшение периода может быть связано с укорочением пространства дрейфа монополя при относительно мало меняющейся в узком интервале напряжений дрейфовой скорости (определяемой из „правила равных площадей“ [9]). Последующее же увеличение периода, напротив, определяется резким падением дрейфовой скорости пространственного заряда по мере приближения к режиму статического монополя (см. зависимость дрейфовой скорости монополя от напряжения, например, в [6]). Измерения показывают, что в самом начале области ОДП отношение периодов осцилляций в SL426 и SL698 пропорционально длинам структур —  $T_{698}/T_{426} \approx L_{698}/L_{426} \approx 4.5$ . Это позволяет с большой вероятностью полагать, что в обеих структурах в начале первого участка ОДП пространственный заряд — монополю обогатенного слоя — дрейфует практически через всю сверхрешетку.

Далее, как следует из рис. 4, при некоторых напряжениях процесс протекания тока через СР имеет нестационарный характер — осцилляции могут иметь модуляцию в виде последовательности импульсов, отдельных нарастающих или убывающих по амплитуде цугов и т.п. Пример генерации цуга, состоящего из нерегулярных релаксационно затухающих всплесков автоколебаний в SL698, приведен на рис. 4 для  $U = 0.8$  В. Там же приведен типичный вид осциллограмм тока, соответствующих режиму статического монополя на участках ВАХ с ПДП, соответствующих напряжениям  $U = 0.9, 1.2, 1.4, \dots, 2.8$  В на рис. 3.

Известно также, что принципиально возможны режимы с двумя (и более) монополями, т.е. с тремя (и более) областями различной по напряженности, но квазиоднородных электрических полей [6,25]. Этот режим, по-видимому, наблюдается на рис. 4 при  $U \approx 1.9$  и 2.45 В. Здесь на фоне постоянного тока, в условиях сформировавшегося статического монополя, возникает дополнительное скачкообразное уменьшение тока, что,



**Рис. 6.** Примеры частотных спектров спонтанных токовых колебаний для структур SL426 и SL816 при фиксированных напряжениях: *a* — часть дискретного спектра частот для SL426 в увеличенном масштабе, собственная частота колебаний 794 кГц; *b* — примеры значений собственных частот наблюдавшихся колебаний в SL816 при некоторых постоянных (dc) напряжениях на рис. 3; *c* — пример сплошного спектра хаотических колебаний в заштрихованных областях рис. 3.

как мы предполагаем, связано с образованием второго монополя.

Вблизи  $U \approx 2.85$  В статический домен сильного поля однороден на большей части СР, а выше 3 В монополю исчезает на катоде, и поле становится стабильным и однородным по всей сверхрешетке.

В то же время в некоторых структурах SL426 и SL502 экспериментально наблюдалась сложная, зачастую *немонотонная* зависимость собственной частоты осцилляций от приложенного напряжения: в одной и той же структуре собственная частота могла принимать значения в диапазоне от сотен кГц до сотен МГц. Пример, характеризующий СР как сильно нелинейную среду с элементами стохастической динамики, — это генерация спонтанных осцилляций тока со сложной последовательностью собственных частот. При монотонном изменении приложенного напряжения в SL426 возбуждались (в том числе и через неоднократное удвоение) колебания тока с частотами 0.794, 1.3, 1.6, 2.6, 3.6, 4.3, 5.2, 9.8, 10.2, 13, 17, 19, 34, 57, 281 МГц, образующие дискретный спектр, содержащий от одной до нескольких сотен гармоник (см. рис. 6, *a*). Отметим, что преимущественно наблюдаются режимы генерации с нечетными гармониками.

В сверхрешетках с большим числом периодов SL816 ( $N_d = 1000$ ) наблюдается гистерезис в частотах токовых осцилляций: здесь на ВАХ, измеренной при  $T = 4$  К на постоянном токе (рис. 3) в диапазоне напряжений от 0.15 до 0.4 В, наблюдаются *квазигармонические* осцилляции тока, основная частота которых изменяется от 2.4 до 4.1 МГц в прямом направлении и от 9.2 до 10.6 МГц — в обратном. В интервале 0.85–1.05 В колебания также квазигармонические и тоже имеют разные основные частоты в прямом и обратном направ-

лениях: 166 МГц и 123 МГц соответственно. В области гистерезиса при  $\sim 2.4$ –2.8 В основные частоты квазигармонических токовых осцилляций еще более существенно различаются: 166 МГц для прямой и 10.25, 71, 101 и 123 МГц в отдельных интервалах на обратной ветви. Некоторые значения собственных частот при увеличении соответствующих напряжений приведены на рис. 6, *b* для SL816.

Ширина и характер спектров токовых осцилляций существенно зависят от приложенного напряжения и экспериментально наблюдаются в диапазоне от нескольких МГц для SL426 и SL502 (рис. 6, *a*) до 4.5 ГГц для SL816 (рис. 6, *b*). В структуре SL816 на отмеченных штриховкой на рис. 3 интервалах постоянных напряжений наблюдаются случайные по амплитуде и по частоте осцилляции со сплошным спектром шириной до  $\sim 4$  ГГц (рис. 6, *c*).

Наконец, отметим, что в очень узком диапазоне напряжений  $U \approx 0.26 \pm 0.005$  В в спектре SL426 и SL502 наблюдался эффект бифуркационного удвоения частоты основной гармоники квазипериодического сигнала: из 1.6 в 3.2 МГц, а также из 9.2 в 18.4 МГц. В присутствии внешнего дополнительного переменного напряжения мегагерцовой частоты наблюдалось деление пополам собственной частоты колебаний: из 12.4 в 6.2 МГц и из 33.8 в 16.9 МГц.

## 5. Заключение

В работе исследованы электрофизические свойства сильно связанных СР с узкими запрещенными минизонами, которые в литературе практически мало изучены. Обычно исследуются сверхрешетки, образованные

либо слабо связанными квантовыми ямами, либо сильно связанными квантовыми ямами с широкими запрещенными мини-зонами [6]. В последнем случае электронные свойства определяются в основном транспортом электронов по первой мини-зоне проводимости. Слабо связанные СР имеют узкие мини-зоны проводимости (практически — одиночные уровни) и относительно широкие запрещенные мини-зоны. Транспортные свойства здесь определяются главным образом прыжковой проводимостью и принципиально квантовым эффектом межуровневого резонансного туннелирования, которое реализуется при электрических полях в несколько десятков или сотен кВ/см. При этом, как уже упоминалось, наблюдаются такие нелинейные эффекты, как пилообразная ВАХ, образование электрополевых доменов, токовые неустойчивости, гистерезис и мультистабильности. Отметим, что в слабо связанных СР степень пространственной локализации волновой функции электрическим полем такова, что в проводимости и перечисленных эффектах при фиксированном напряжении определяющим является взаимодействие соседних (1–2) квантовых ям. В другом предельном случае (сильно связанные СР с широкими мини-зонами) электронный транспорт определяется квазиклассической динамикой электронов главным образом в первой мини-зоне проводимости [1,6,7], где пространственный масштаб волновой функции, определяющий число взаимодействующих ям, существенно (в десятки раз) больше. Сильно связанные сверхрешетки с узкими запрещенными мини-зонами, исследованные в данной работе, обладают рядом особенностей, отличающих их от традиционно исследуемых СР. Как следует из наших расчетов [23], несмотря на относительно сильное взаимодействие между квантовыми ямами (узкие, < 20 Å, и низкие, < 100 мэВ, потенциальные барьеры), уже в электрическом поле ~ 3–5 кВ/см полевая локализация волновых функций может составлять от 2–3 до ~ 6–12 периодов СР. При этом межминизонное туннелирование электронов становится существенным настолько, что резонансно-туннельные эффекты проявляются и в исследуемых сверхрешетках. В первую очередь имеется в виду обнаруженное здесь резонансное туннелирование между уровнями ВШЛ, принадлежащими достаточно далеко отстоящим друг от друга квантовыми ямам.

В то же время некоторые из свойств, обычно характерных для слабо связанных СР, наблюдаются и в СР с узкими запрещенными мини-зонами — пилообразные плато на ВАХ, спонтанная генерация низкочастотных токовых осцилляций с широким (вплоть до стохастического) частотным спектром, гистерезис ВАХ и токовая мультистабильность. В ряде случаев эти эффекты допускают и квазиклассическую интерпретацию на основе моделей электронного транспорта в достаточно слабо легированных СР с N-образной ВАХ и сильно легированным катодным контактом [10,12]. Это относится к таким нелинейным эффектам, как образование монополей, их трансформация в дипольные домены, а также к

гистерезису и мультистабильным состояниям. Детальное выяснение физических механизмов, лежащих в основе наблюдаемых эффектов в СР с узкими запрещенными мини-зонами, требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Авторы выражают благодарность В.Я. Алешкину за предоставленный алгоритм расчета энергетического спектра СР методом трансфер-матрицы, А.А. Мармалюку и А.А. Падалице за изготовление сверхрешеток и плодотворное сотрудничество, Ю.Н. Дроздову за рентгеноструктурный анализ образцов сверхрешеток, А.Ю. Климову, В.В. Рогову и И.Ю. Шулешовой за подготовку образцов к эксперименту.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 05-02-16468), программой РАН „Низкоразмерные структуры“, а также грантом научной школы Президента РФ НШ-2786.200.2.

## Список литературы

- [1] L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev., **14**, 61 (1970).
- [2] С.А. Ктиторов, Г.С. Силин, В.Я. Синдаловский. ФТТ, **13**, 2230 (1971).
- [3] H. Kroemer. cond-mat/0009111 (2000).
- [4] P.G. Savvidis, B. Kolasa, G. Lee, S.J. Allen. Phys. Rev. Lett., **92**, 196 802 (2004).
- [5] А.А. Андронов, И.М. Нефедов, А.В. Соснин. ФТП, **37**, 378 (2003).
- [6] L.L. Bonilla, H.T. Grahn. Rep. Progr. Phys., **68**, 577 (2005).
- [7] А.А. Игнатов, Е.П. Додин, В.И. Шашкин. Mod. Phys. Lett. B, **5**, 1087 (1991).
- [8] А.А. Андронов, Е.П. Додин, А.Ю. Климов, В.В. Рогов, Ю.Н. Ноздрин, Д.И. Зинченко, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица. Proc. 14th Int. Conf. on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors (USA, Chicago, July 24–29, 2005) p. TU3-3.
- [9] H. Kromer. Proc. IEEE, **52**, 1736 (1964); H. Kroemer. IEEE Trans. Electron Dev. **ED-13**, 27 (1966).
- [10] F.J. Higuera, L.L. Bonilla. Physica D, **57**, 161 (1992).
- [11] L.L. Bonilla, I.R. Cantalapiedra, G. Gomila, J.M. Rubi. Phys. Rev. E, **56**, 1500 (1997).
- [12] А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин. Тез. 11-го Межд. симп. по нанозифике и нанозлектронике (10–14 марта 2007, Н. Новгород, Россия) с. 291.
- [13] А.А. Игнатов, В.И. Пискарев, В.И. Шашкин. ФТП, **19**, 2183 (1986).
- [14] P. Gu'eret P. Phys. Rev. Lett., **27**, 256 (1971).
- [15] D. Sa'nchez, M. Moscoso, L.L. Bonilla, G. Platero, R. Aguado. Phys. Rev. B, **60**, 4489 (1999).
- [16] Y. Zhang, R. Klann, K.H. Ploog, H.T. Grahn. Appl. Phys. Lett., **70** (21), 2825 (1997).
- [17] R. Aduado, G. Platero, M. Moscoso, L.L. Bonilla. Phys. Rev. B, **55**, R16 053 (1997).
- [18] J. Kastrup, R. Hey, K.H. Ploog, H.T. Grahn, L.L. Bonilla, M. Kindelan, M. Moscoso, A. Wacker, J. Gala'n. Phys. Rev. B, **55**, 2476 (1997).
- [19] F. Capasso, K. Mohammed, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **48** (7), 478 (1986).

- [20] F. Beltram, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.-N.G. Chu, A.Y. Cho. Phys. Rev. Lett., **64**, 3167 (1990).
- [21] S. Rott, N. Linder, G.H. Dohler. Phys. Rev. B, **65**, 195 301 (2002).
- [22] M. Saitoh. J. Phys. C, **5**, 914 (1972).
- [23] A.A. Andronov, E.P. Dodin, Yu.N. Nozdryn, D.I. Zinchenko. Phys. Status Solidi C, **5** (1), 190 (2008).
- [24] А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин. ФТП, **43** (2), 240 (2009).
- [25] O.M. Bulashenko, M.J. Garsia, L.L. Bonilla. Phys. Rev. B, **53**, 10 008 (1996).
- [26] Y. Zhang, R. Klann, K.H. Ploog, H.T. Grahn. Appl. Phys. Lett., **69** (8), 1116 (1996).

Редактор Т.А. Полянская

## **Transport in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As superlattices with narrow minibands: low frequency negative differential conductivity and current oscillations**

*A.A. Andronov, E.P. Dodin, D.I. Zinchenko, Yu.N. Nozdryn*

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The  $I$ - $V$  curves and the low-frequency current instabilities have been studied in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As superlattices with narrow minigaps. In relatively weak electric fields, sawtooth structure of  $I$ - $V$  curve with alternating regions of positive and negative differential conductivity and spontaneous generation of low-frequency current oscillations with diverse frequency spectra (from discrete to continuous) were found. It is shown that observed features of electron transport are due to space-time dynamics of electric field domains (dipoles and monopoles). Also the effects of bifurcation, hysteresis and  $I$ - $V$  curve multistability were observed. In high electric fields regular peculiarities in  $I$ - $V$  curves were observed and identified as a result of resonant tunneling of electrons between levels of Wannier-Stark ladders belonging to quantum wells located several superlattice periods apart.