

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СВОЙСТВА НЕРАВНОВЕСНОГО ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В НЕИДЕАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

© А.М.Крещук, С.В.Новиков, И.Г.Савельев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 20 ноября 1995 г. Принята к печати 28 ноября 1995 г.)

Исследуются физические процессы, возникающие при приложении сильного электрического поля к образцу с двумерным электронным газом и приводящие к «гашению» замороженной фотопроводимости. Для этого изучаются свойства выходного импульса тока, соответствующего прямоугольному импульсу напряжения, поданного на образец. Обнаружено, что форма токового импульса имеет сложный вид, зависящий от величины электрического поля E , создаваемого импульсом. При больших E на вершине токового импульса наблюдается несколько серий V -образных особенностей различного масштаба. Предлагается модель, объясняющая наблюдаемые экспериментальные факты рекомбинацией пространственно разделенных неравновесных электронов и дырок в контактах и образованием дырочных доменов на поверхности образца, обусловленных наличием неоднородностей различных масштабов в исследуемых гетероструктурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$.

Освещение селективно-легированных гетероструктур InGaAs/InP с двумерным электронным газом (2МЭГ) межзонным светом при гелиевых температурах приводит к увеличению концентрации низкоразмерных носителей (см., например, [1]), а в случае узких образцов — к увеличению ширины проводящего канала [2]. Это состояние образца является неравновесным, но благодаря пространственному разделению носителей остается стационарным при низких температурах, т.е. за практически значимое время не разрушается. Этот эффект называется эффектом замороженной фотопроводимости (ЗФП). В предыдущей статье [3] было продемонстрировано, что приложение электрических импульсов к контактам образца в таком состоянии приводит к смещению состояния образца в сторону равновесия, т.е. что воздействие электрических и световых импульсов на свойства 2МЭГ противоположно. Это позволило интерпретировать этот эффект как «гашение» замороженной фотопроводимости электрическими импульсами. Данная статья является продолжением работы [3] и в ней исследуются физические процессы, связанные с приложением сильного электрического поля к образцу с 2МЭГ и приводящие к гашению замороженной фо-

топроводимости. Для этого изучаются свойства выходного импульса тока, соответствующего прямоугольному импульсу напряжения, прикладываемому к селективно-легированной гетероструктуре с 2МЭГ.

Образцы и методика эксперимента

Основные эксперименты были проведены на тех же структурах, что и в работе [3], а именно на селективно-легированных гетероструктурах $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с двумерным электронным газом. Структуры выращивались жидкофазной эпитаксией на подложках полуизолирующего $\text{InP}(100)$ и состояли последовательно из буфера InP p -типа проводимости с концентрацией $p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $d = 1 \text{ мкм}$; слоя InP — источника электронов — с параметрами $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $d = 0.3 \text{ мкм}$;

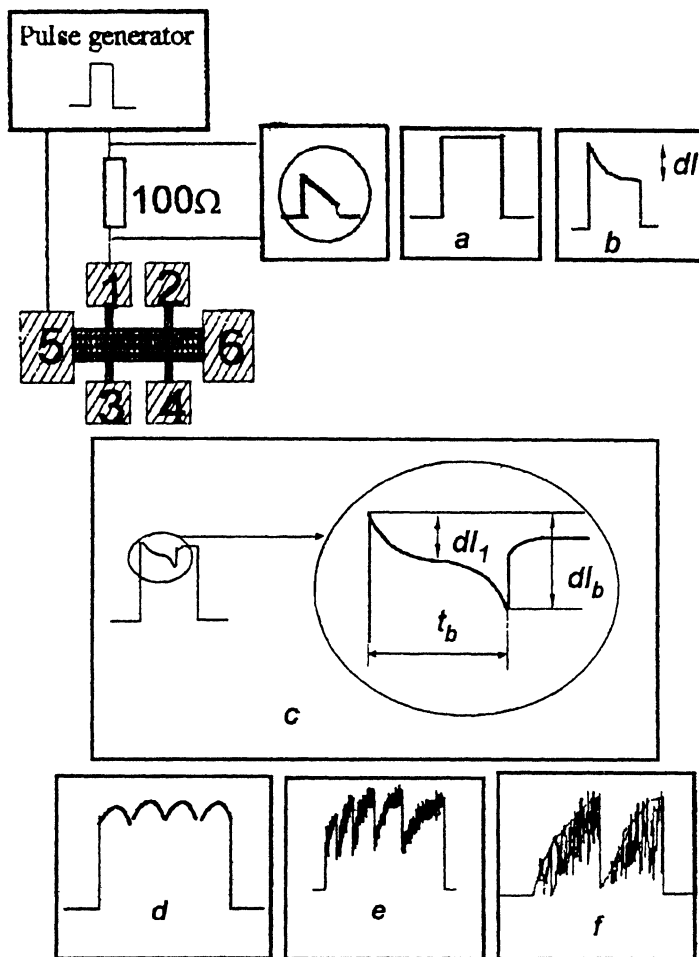


Рис. 1. Измерительная схема, применяемая для изучения импульсов тока, соответствующих импульсам напряжения, прикладываемому к образцу, и схематичное изображение формы импульсов тока (a-f), соответствующих различной амплитуде прямоугольных импульсов напряжения V_1 при их фиксированной длительности. Амплитуда возрастает от 30 В (a) до 70 В (f).

слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, содержащего 2МЭГ, с концентрацией $p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $d = 0.3 \text{ мкм}$. Измерения проводились на образцах в форме холловского креста (см. схему на рис. 1). Омические контакты создавались вжиганием капель индия в вакууме при температуре 400°C . Параметры исследованных образцов описаны в работе [3]. Для измерений выбирались образцы со значительным изменением параметров 2МЭГ под воздействием импульсов GaAs-светодиода. Низкотемпературные (4.2 К) параметры 2МЭГ в исходном состоянии и в состоянии насыщения замороженной фотопроводимости (приведены в скобках) для типичных исследованных образцов были следующими: для образца С230 концентрация $n_s = 1.2(2.4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижность $\mu = 1.3(4.3) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и для образца С235 $n_s = 1.4(3.2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ $\mu = 0.22(3.1) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Для изучения процессов, происходящих в образце во время прохождения прямоугольного электрического импульса, проводилось исследование формы выходного токового сигнала. Для этого использовалась следующая схема измерений (см. схему на рис. 1). Импульс напряжения с генератора прямоугольных импульсов подавался на контакты 1, 5 образца в форме холловского креста, а импульс тока регистрировался образцом запоминающим осциллографом с резистора сопротивлением 100 Ом, включенного последовательно с образцом. В такой схеме практически все падение напряжения происходило на узкой «ножке» образца длиной 0.4 мм, соединяющей контактную площадку 1 с «телом» (широкой частью) образца. Это позволяло получать существенно большие значения электрического поля и плотности тока по сравнению со стандартной схемой измерений, примененной в [3]. Изменение состояния образца после подачи импульса фиксировалось путем измерения сопротивления «ножки» до и после подачи импульса. Для этого от образца полностью отключалась импульсная цепь и проводились измерения на постоянном токе. При этом ток пропусклся через контакты 1, 5, а напряжение снималось с контактов 1, 6, что позволяло избежать вклада сопротивления от тела образца.

Экспериментальные результаты исследования формы выходного импульса тока, соответствующего прямоугольному импульсу напряжения

На рис. 1 схематично показаны формы импульсов тока, соответствующих различной амплитуде импульсов напряжения прямоугольной формы V_I при их фиксированной длительности. При малом V_I выходной импульс тока имеет практически прямоугольную форму (рис. 1, а), что соответствует отсутствию изменения сопротивления, связанного с воздействием электрического импульса. Увеличение амплитуды импульса приводит к искажению формы импульса тока (рис. 1, б): величина тока падает в процессе протекания импульса, что соответствует возрастанию сопротивления образца. Действительно, измерения на постоянном токе показывают, что сопротивление образца после окончания импульса заметно выше, чем до подачи импульса.

На рис. 2 представлено абсолютное значение изменения тока dI , отсчитанное от максимального значения, в зависимости от времени протекания импульса амплитудой 50 В. Анализ этой зависимости показывает, что наблюдается экспоненциальное падение тока за время

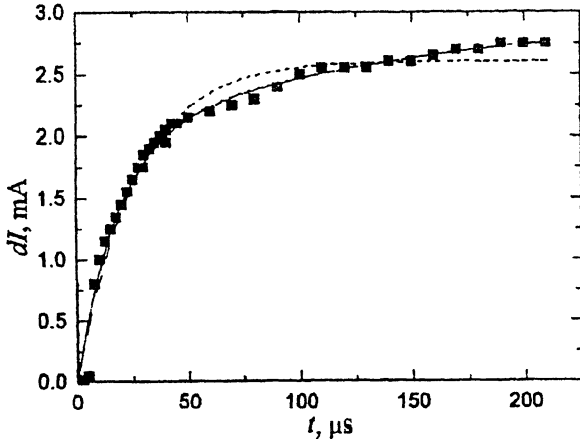


Рис. 2. Абсолютное значение изменения тока dI , отсчитанное от максимального значения тока в импульсе, в зависимости от времени протекания импульса t с амплитудой 50 В. Точки — эксперимент, сплошная и штриховая линии — математические экстраполяции.

протекания импульса:

$$dI = \sum_i I_i [1 - \exp(-t/\tau_i)]. \quad (1)$$

Штриховая кривая на рис. 2 рассчитана с использованием одного характерного времени равного 25 мкс. Однако лучшее согласие с экспериментом достигается при использовании двух характерных времен $\tau_1 = 18$ и $\tau_2 = 200$ мкс (сплошная линия на рис. 2). Большая величина этих характерных времен объясняет тот факт, что последующие импульсы приводят к дополнительному изменению параметров образца, как это было описано в предыдущей статье [3]. Величина этих характерных времен не зависит от температуры в диапазоне от 1.8 до 4.2 К и экспоненциально падает с увеличением амплитуды импульса напряжения.

При увеличении амплитуды приложенного сигнала на вершине импульса тока возникает особенность, имеющая V -образный характер (рис. 1, с). Ток из состояния насыщения dI_1 , т.е. при $t > \tau_2$, вновь начинает быстро падать и, достигнув определенного минимального значения dI_b в момент времени t_b , скачком возрастает. Время t_b , характеризующее положение V -образной особенности, сильно уменьшается с увеличением амплитуды импульса. На рис. 3 показана зависимость t_b от обратного электрического поля E , создаваемого электрическим импульсом, для двух исследованных образцов. Сравнение экспериментальных данных с расчетными прямыми свидетельствует о том, что полученные зависимость хорошо описываются выражением

$$t_b = t_{b0} \exp(E_b/E), \quad (2)$$

где величина характерного электрического поля $E_b = 3 \cdot 10^5$ В/см и практически одинакова для исследованных образцов, а предэкспоненциальный множитель существенно различается: $t_{b0} = 2 \cdot 10^{-12}$ с для C230 и $1.8 \cdot 10^{-11}$ с для C235. Как видно из этого рисунка, увеличение

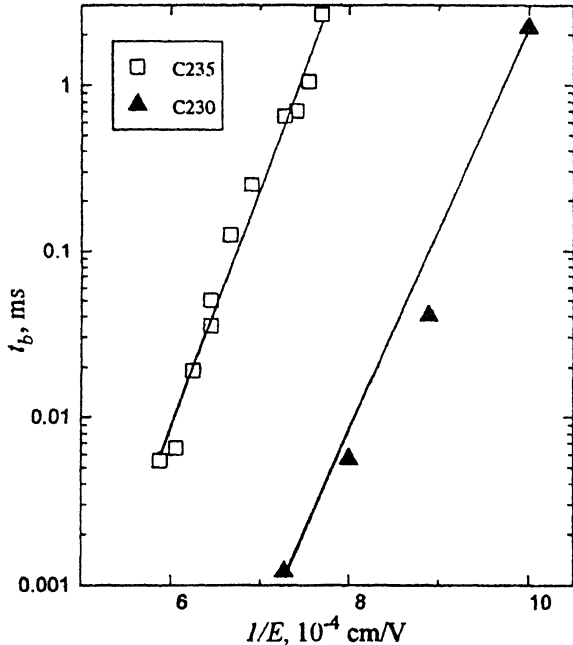


Рис. 3. Зависимость временного положения минимума V -образной особенности (отсчитанного от начала импульса) t_b от обратного электрического поля E , создаваемого электрическим импульсом, для двух исследованных образцов. Квадраты и треугольники — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет.

амплитуды импульса приводит к быстрому приближению особенности на вершине выходного импульса к началу импульса.

На рис. 4 приведены абсолютные величины изменения тока, отсчитанные от максимума импульса и характеризующие как насыщение — dI_1 , так и минимум V -образной особенности — dI_b (см. вставку на рис. 1, c), в зависимости от величины электрического поля. Из этого рисунка видно, что глубина провала, связанного с V -образной особенностью (разница между dI_b и dI_1), несколько возрастает с увеличением E , максимальное изменение тока, соответствующее минимуму V -образной особенности, практически не зависит от электрического поля.

Дальнейшее увеличение амплитуды импульса напряжения ведет к возникновению на вершине выходного сигнала новых особенностей описанного вида. При этом вершина импульса тока состоит из серии мелких квазиимпульсов (рис. 1, d). Эти квазиимпульсы становятся острее по мере возрастания величины приложенного сигнала. В некоторый момент появляется новый ряд более глубоких и крупномасштабных квазиимпульсов (рис. 1, e). Описанные ранее мелкомасштабные квазиимпульсы выглядят как шум на вершинах крупномасштабных. Более того на одном из исследованных образцов наблюдался третий ряд еще более глубоких и более крупномасштабных квазиимпульсов, на фоне которых предыдущий ряд выглядит как шум (рис. 1, f). Следует отметить, что период этих квазиимпульсов возрастает по мере удаления от начала импульса тока. Это наиболее ярко наблюдается на рис. 1, e .

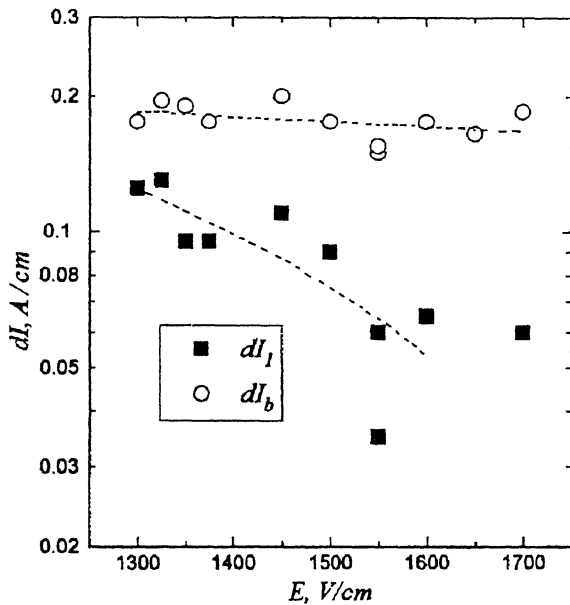


Рис. 4. Величины изменения тока, отсчитанные от максимума импульса в области насыщения dI_1 (квадраты), и минимума V-образной особенности dI_b (кружки), в зависимости от величины электрического поля E .

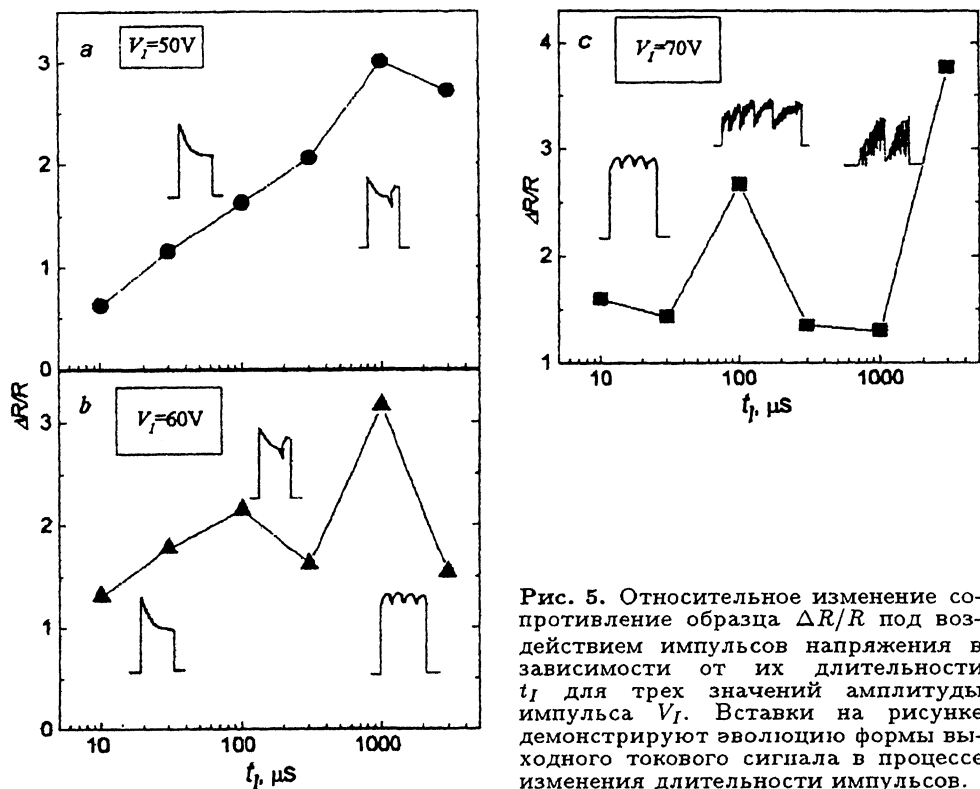


Рис. 5. Относительное изменение сопротивления образца $\Delta R/R$ под воздействием импульсов напряжения в зависимости от их длительности t_I для трех значений амплитуды импульса V_I . Вставки на рисунке демонстрируют эволюцию формы выходного токового сигнала в процессе изменения длительности импульсов.

Описанные выше изменения формы импульса тока получены при постепенном увеличении амплитуды и постоянной длительности входного импульса напряжения. Подобная картина наблюдается при изменении длительности импульсов t_I при их постоянной амплитуде. На рис. 5 представлено относительное изменение сопротивления образца $\Delta R/R$ (метод расчета этой величины описан в работе [3]) в зависимости от длительности прикладываемых импульсов для трех амплитуд V_I . Здесь же показана эволюция формы выходного токового сигнала в процессе изменения длительности прямоугольных импульсов напряжения. Видно, что свойства $2M\Omega G$ под воздействием электрических импульсов монотонно изменяются с увеличением длительности импульса (рис. 5, *a* при $t < 1000$ мкс и рис. 5, *b* при $t < 100$ мкс) до тех пор, пока на вершине импульса тока отсутствуют V -образные особенности. При их появлении монотонный ход зависимостей нарушается и наблюдаются стохастические изменения сопротивления, что особенно ярко проявляется в сильных электрических полях (рис. 5, *c*). Это позволяет объяснить тот факт, описанный в статье [3], что в случае больших электрических полей воздействие двух одинаковых импульсов не адекватно воздействию одного сигнала удвоенной длительности.

Таким образом, форма импульса тока, соответствующая большим значениям амплитуды и длительности импульса напряжения, обладает фрактальными свойствами, т.е. вершина импульса состоит из серии мелких квазиимпульсов, сходных по форме на любом масштабе времени. Кроме того, наблюдается жесткое соответствие между амплитудой импульса и его длительностью, т.е. одинаковое преобразование формы импульса тока может быть достигнуто как путем изменения амплитуды, так и длительности входного импульса напряжения.

Анализ экспериментальных результатов

Как было показано ранее [4], физической причиной эффекта низкотемпературной ЗФП в гетероструктурах $InP/InGaAs$ с $2M\Omega G$ является разделение фотовозбужденных носителей встроенным электрическим полем в слое $InGaAs$. Электроны падают в потенциальную яму на гетерогранице и увеличивают концентрацию $2M\Omega G$, а дырки захватываются остаточными акцепторами в слое $InGaAs$, а в случае тонкого верхнего слоя $InGaAs$ (что справедливо для нашего случая, см. [4]) — локализованными состояниями на поверхности этого слоя. Таким образом гашение ЗФП должно быть связано с обратным процессом, т.е. неравновесные электроны на гетерогранице должны прорекомбинировать с неравновесными дырками на поверхности. Для этого они должны преодолеть барьер, который в свою очередь зависит от количества неравновесных носителей в $2M\Omega G$, и протиффундировать к поверхности, где и встретиться с дырками. Естественно предположить, что электроны разогреваются электрическим импульсом, преодолевают барьер и рекомбинируют с дырками. Однако необходимо отметить, что в таком случае высота барьера достигает величины 0.3 эВ, и, кроме того, диффузия электронов должна протекать против встроенного электрического поля. Как известно, при электрическом разогреве электронов до температур, превышающих 50 К, основным механизмом релаксации энергии является взаимодействие с оптическими фононами. Характерное время этого процесса τ_q очень мало — порядка пикосекунд,

что существенно ограничивает процесс перегрева электронной системы электрическим полем, поскольку изменение температуры пропорционально этому времени:

$$\Delta T = e\mu E^2 \tau_q.$$

Из этого следует также, что процесс разогрева электронной подсистемы в этом случае очень быстрый и остается неясной природа больших (до 200 мс) характерных времен процесса гашения ЗФП.

Другим возможным механизмом гашения ЗФП при приложении электрического поля в плоскости гетерограницы может быть дрейф неравновесных носителей в поле и их рекомбинация на контакте. В этом случае определяющим процессом будем дрейф дырок по поверхностным состояниям до контакта. Поверхностные состояния являются глубокими и перекрытие их волновых функций очень мало, что определяет малую вероятность перехода носителей между ними и соответственно большое характерное время дрейфа носителей по этим состояниям. С другой стороны, концентрация локализованных состояний на поверхности полупроводника очень велика, что позволяет ожидать наличие туннельного механизма перехода носителей с одного локализованного состояния на другое и объясняет отсутствие заметной температурной зависимости характерных времен гашения ЗФП.

Следующим вопросом, требующим обсуждения, является вопрос о *V*-образной особенности вершины выходного импульсного тока. Характерная повторяющаяся форма этих особенностей позволяет предположить, что в основе этого эффекта лежит образования доменов, дрейфующих в образце. Одной из возможных причин образования таких доменов является неоднородность исследуемых образцов. Действительно, как показали предварительные исследования [5], гетерограница в этих структурах и соответственно свойства 2МЭГ на ней далеки от идеальных. Было показано, что на гетерогранице есть заряженные дефекты с концентрацией до 10^{10} см^{-2} , мелкомасштабные пространственные шероховатости с характерным периодом 50 Å и амплитудой 8 Å, а также крупномасштабные флуктуации свойств слоев, окружающих гетерограницу, с периодом 100 мкм, которые проявляются в флуктуациях концентрации 2МЭГ.

Для выяснения роли неоднородностей в излучаемых эффектах эксперименты были повторены на стандартных селективно-легированных гетероструктурах AlGaAs/GaAs, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на полуизолирующих подложках GaAs(100). Низкотемпературная концентрация 2МЭГ в исходном состоянии $n_s = 4.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а после освещения GaAs-светодиодом возрастает до значения $5.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Достаточно высокие значения подвижности носителей в исходном состоянии $1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а также более контролируемый метод выращивания позволяют рассматривать 2МЭГ в этих структурах существенно более идеальным и однородным, чем в изученных гетероструктурах InP/InGaAs, выращенных жидкофазной эпитаксией. Обнаружено, что электрические импульсы также приводят к гашению ЗФП, а форма импульса в этом случае сходна с изображенной на рис. 1, *b*. Однако ни при каких величинах амплитуды и длительности импульсов напряжения на вершине импульса тока не наблюдались особенности, представленные на рис. 1, *c-f*. Этот результат подтверждает наше

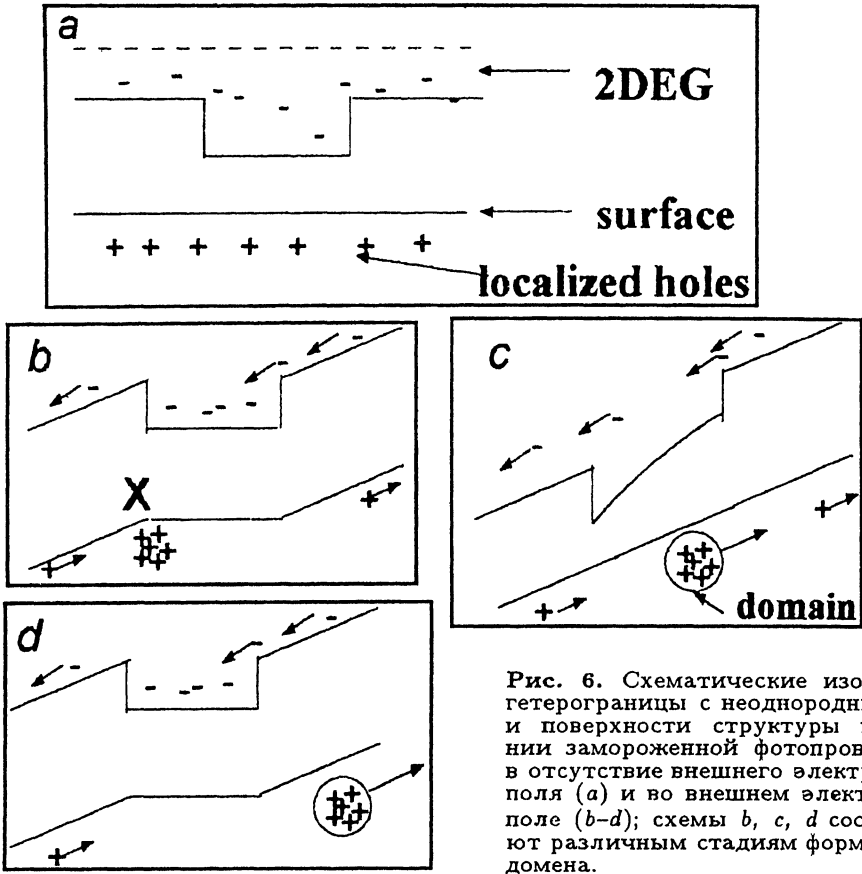


Рис. 6. Схематические изображения гетерограницы с неоднородным 2МЭГ и поверхности структуры в состоянии замороженной фотопроводимости в отсутствие внешнего электрического поля (а) и во внешнем электрическом поле (b-d); схемы b, c, d соответствуют различным стадиям формирования домена.

предположение о существенной роли неоднородностей в формировании наблюдаемой на эксперименте сложной формы выходного импульса тока.

Возможная модель, качественно объясняющая возникновение доменной структуры тока в изучаемых условиях, представлена на рис. 6. На рис. 6, а показаны 2МЭГ с неоднородностью, представленной в виде прямоугольной потенциальной ямы, и поверхность с локализованными на ней неравновесными дырками, которая пространственно разделена с 2МЭГ, но электрически связана с ним. Изменение потенциала при приложении электрического поля вдоль плоскости структуры показано на рис. 6, b. При этом электроны в 2МЭГ и дырки на поверхности приходят в движение. Перераспределение электронов в яме приводит к тому, что в ней отсутствует электрическое поле. Образовавшееся искажение потенциала отражается также на поверхностном потенциале, что приводит к постепенному скоплению дырок в точке X (рис. 6, b), изменению потенциала в ней, уходу электронов из ямы. В результате скопившиеся дырки освобождаются и начинают дрейфовать к контакту, представляя собой домен (рис. 6, c). Когда этот домен уходит из окрестности неоднородности (рис. 6, d), электроны вновь заполняют яму, и процесс формирования домена повторяется, что и объясняет форму вершины импульса тока, состоящей из множества квазимим-

пульсов. Различные временной и амплитудный масштабы этих квазиимпульсов связаны, по-видимому, с существованием неоднородностей различного масштаба в исследованных структурах. Предложенная модель качественно описывает наблюдаемые на эксперименте особенности, однако для того, чтобы сделать окончательный вывод о ее справедливости, необходимо провести ее тщательную теоретическую проработку.

Авторы выражают благодарность А.Г.Петрову, Т.А.Полянской, И.И.Сайдашеву, А.Я.Шикку за полезные обсуждения экспериментальных результатов, О.Н.Нашекиной за техническую помощь в подготовке образцов.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке из средств Международного научного фонда Дж.Сороса (гранты R4R300 и R5C300) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-04042а).

Список литературы

- [1] M. Razeghi. *MOCVD Challenge* (Bristol-Philadelphia, 1989).
- [2] A.M. Kreshchuk, M.M. Kulagina, S.V. Novikov, I.G. Savel'ev, A. Shik, G.D. Kipshidze. *Superlat. Microstruct.*, **16**, 153 (1994).
- [3] А.М. Крещук, С.В. Новиков, И.Г. Савельев. *ФТП*, **30**, 934 (1996).
- [4] Н.А. Берт, В.В. Воробьева, М.В. Воронцова, А.М. Крещук, С.В. Новиков, К.Ю. Погребницкий, И.Г. Савельев, Д.Ж. Сайфидинов, И.П. Сошников, А.Я. Шик. *ФТП*, **24**, 653 (1990).
- [5] A.M. Kreshchuk, S.V. Novikov, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev, A. Shik. *J. Cryst. Growth*, **146**, 153 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

High electric field influence on the properties of the nonequilibrium two-dimensional electron gas in nonideal heterostructures

A.M. Kreshchuk, S.V. Novikov, I.G. Savel'ev

A.F.Ioffe Physico-technical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Physical processes that concern strong electric field and lead to persistent photoconductivity quenching have been investigated in selectively doped heterostructures $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ with two-dimensional electron gas. The output current pulse properties corresponding to the rectangular input voltage pulse have been studied. Forms of the output current pulses are complicated and depend strongly on the pulse electric field. There are sets of the V-shape singularities of different scale on the top of the current pulses. An interaction between non-equilibrium holes on the surface states and electrons in inhomogeneous 2DEG as well as the hole domains formation have been proposed as a model of the observed effect.