

«ГАШЕНИЕ» ЗАМОРОЖЕННОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

© 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.)

Исследовались изменения свойств низкоразмерного электронного газа в гетероструктурах под воздействием электрических импульсов различной амплитуды и длительности при гелиевых температурах. Продемонстрирована возможность управления параметрами низкоразмерных электронов и геометрическими размерами проводящего канала в субмикронных квантовых нитях за счет приложения к структуре коротких электрических импульсов. Показано, что воздействие электрических и световых импульсов приводит к противоположным изменениям свойств электронного газа, что позволяет говорить о «гашении» замороженной фотопроводимости.

Введение

В работах [1,2] было показано, что эффект низкотемпературной замороженной фотопроводимости (ЗФП) позволяет управлять не только электрофизическими параметрами (подвижностью и концентрацией носителей заряда) двумерного электронного газа в гетероструктурах, но и в широких пределах изменять ширину проводящего канала в узких (субмикронных) квантовых нитях, изготовленных из этих гетероструктур. Однако при освещении образца параметры изменяются всегда только в одном направлении: концентрация носителей, а также ширина проводящего канала возрастают вплоть до насыщения эффекта замороженной фотопроводимости. Обратный переход в исходное состояние достигается, как правило, путем нагрева образца выше 100 К. Но это не позволяет контролируемо изменять параметры образца. Представляемая работа посвящена изучению «гашения» ЗФП, т.е. переводу низкоразмерных электронов в селективно-легированных гетероструктурах в равновесное состояние с помощью коротких электрических импульсов, прикладываемых к образцам.

Селективно-легированные гетероструктуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с двумерным электронным газом (2МЭГ) выращивались методом жидкофазной эпитаксии на подложках полуизолирующего 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 $d = 0.3 \text{ мкм}$; слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, содержащего 2МЭГ, $p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $d = 0.3 \text{ мкм}$ [3,4]. В процессе установления теплового равновесия в такой структуре электроны с доноров в слое InP переходят в узкозонный слой InGaAs . Здесь они частично захватываются акцепторами, перезаряжают дефекты на поверхности слоя InGaAs [5], а оставшиеся попадают в потенциальную яму в слое InGaAs у гетерограницы и образуют 2МЭГ.

Параметры 2МЭГ для двух исследованных образцов представлены на рис. 1 в виде зависимостей холловской подвижности μ при $T = 4.2 \text{ К}$ от концентрации двумерных электронов n_s (для образцов C230 и C235 соответственно). Параметры структур изменялись за счет освещения образцов последовательными импульсами GaAs -светодиода. Измерения проводились на постоянном токе на образцах в форме двойного холловского креста (см. вставку на рис. 1). Кроме таких образцов стандартной геометрии в экспериментах также исследовались узкие квантовые нити с металлургической шириной порядка 1 мкм , изготовленные на основе исследованных гетероструктур с 2МЭГ. Методика создания и результаты исследования таких образцов описана в работе

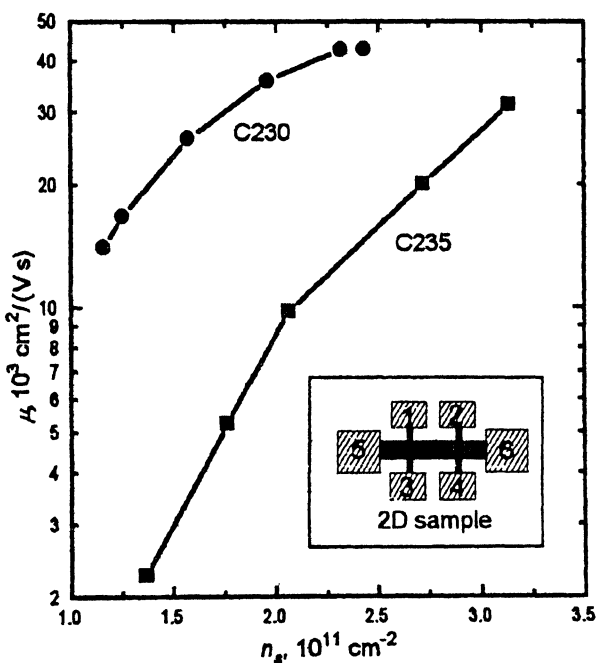


Рис. 1. Параметры двумерного электронного газа для образцов C230 и C235 в виде зависимостей холловской подвижности μ от концентрации электронов n_s . На вставке приведена геометрия образца.

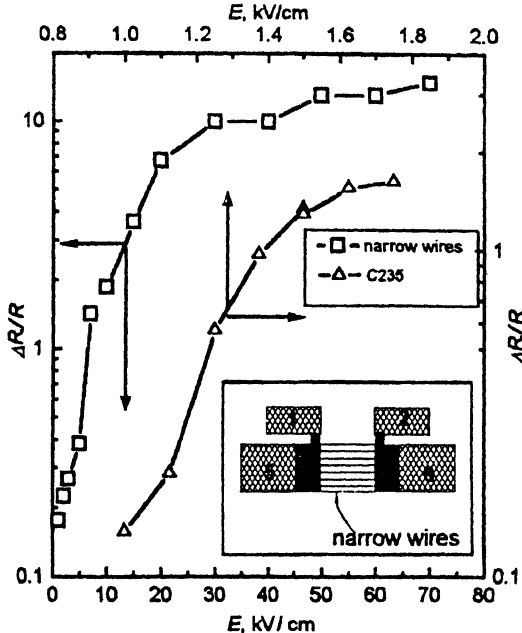


Рис. 2. Относительное изменение сопротивления $\Delta R/R$ в зависимости от напряженности электрического поля E , создаваемого электрическим импульсом, для образца с квантовыми нитями (квадраты) и широкого образца C235 (треугольники).

На вставке приведена геометрия образца с квантовыми нитями.

[1], а их геометрия представлена на вставке рис. 2. Как было показано в работе [1], свойства электронного газа в таких структурах сильно зависят от зарядового состояния боковых поверхностей, ограничивающих ширину канала в квантовых нитях.

Контакты к образцам создавались путем вжигания капель индия в вакууме при температуре 400°C , обеспечивающей омичность контактов. В экспериментах использовались импульсы напряжения, создаваемые генератором прямоугольных импульсов, амплитудой до 70 В и длительностью от 1 мкс до 3 мс.

Влияние электрических импульсов на свойства гетероструктур с низкоразмерным электронным газом

Эксперименты проводились при температуре жидкого гелия. Предварительно образец освещался GaAs-светодиодом и переводился в состояние насыщения ЗФП, а затем на токовые контакты 5, 6 (см. вставки на рис. 1 и 2) подавались электрические импульсы различной амплитуды и одинаковой длительности 3 мс. После каждого импульса измерялось сопротивление структуры на постоянном токе с использованием стандартной четырехконтактной схемы и образец вновь переводился в состояние насыщения ЗФП. На рис. 2 приведены зависимости относительного изменения сопротивления структуры $\Delta R/R$ от напряженности электрического поля E , создаваемого электрическим импульсом (экспериментальные значения изображены для нитей — квадратами,

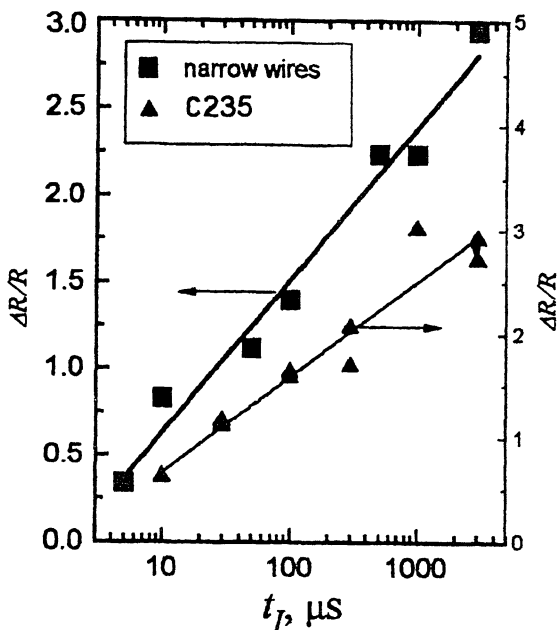


Рис. 3. Относительное изменение сопротивления $\Delta R/R$ в зависимости от длительности импульса t_I для образца с квантовыми нитями (квадраты) и для широкого образца C235 (треугольники).

для широкого образца C235 с 2МЭГ — треугольниками). Величина $\Delta R/R$ рассчитывалась следующим образом:

$$\Delta R/R = R_{\text{end}}/R_{\text{in}} - 1,$$

где R_{in} и R_{end} — сопротивление образца до и после подачи электрического импульса на контакты. Зависимости на начальном участке характеризуются быстрым — почти экспоненциальным — ростом величины $\Delta R/R$. Однако по мере увеличения напряженности электрического поля или, что то же самое, амплитуды импульса наблюдается постепенное насыщение зависимостей. Зависимости величины $\Delta R/R$ от длительности импульса t_I представлены на рис. 3. В данном случае фиксировалась амплитуда импульсов, а в широких пределах варьировалась их длительность. Представленные на рис. 3 данные свидетельствуют о том, что изменение сопротивления под воздействием электрического импульса логарифмическим образом зависит от изменения длительности импульса.

Наряду с исследованиями изменений в структуре под воздействием одиночных импульсов нами также изучалось влияние серии последовательных сигналов. На рис. 4 приведены зависимости R от количества последовательно поданных идентичных импульсов. Различные кривые соответствуют импульсам различной амплитуды. Из рисунка видно, что подача дополнительных импульсов приводит к дополнительным изменениям состояния образца. Однако воздействие каждого последующего импульса слабее, чем предыдущего, т.е. наблюдается постепенное насыщение этих зависимостей на величинах, сильно зависящих от

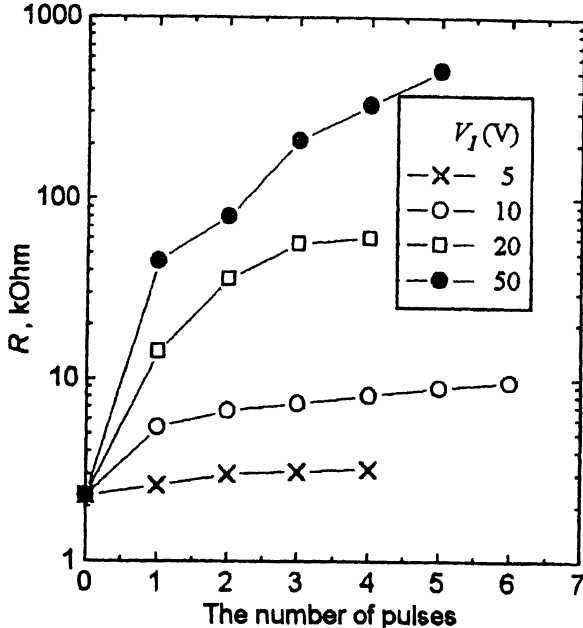


Рис. 4. Зависимости сопротивления образца с квантовыми нитями от количества последовательно поданных идентичных импульсов. Различные кривые соответствуют импульсам различной амплитуды V_I , указанной на рисунке.

амплитуды приложенных импульсов. Анализ воздействия серии импульсов на сопротивление образца свидетельствует о том, что существует два различных случая. В первом случае, характерном в основном для относительно слабых электрических полей ($E \approx 1$ кВ/см), воздействие серии импульсов определяется только их суммарной длительностью и равняется воздействию одного импульса суммарной длительности. Другой случай характерен в основном для сильных электрических полей ($E \geq 10$ кВ/см) и в первую очередь для структур с квантовыми нитями и заключается в том, что воздействие серии импульсов приводит к большим изменениям, нежели одиночный сигнал суммарной длительности. И чем больше импульсов в серии, тем сильнее воздействие.

С целью выяснения причины повышения сопротивления гетероструктур под воздействие электрических импульсов проводились холловские измерения и определялись низкотемпературные подвижность μ и концентрация $2MЭГ$ n_s в этих структурах. На рис. 5 для образца С230 приведена экспериментальная зависимость μ от n_s при освещении структуры до состояния насыщения ЗФП (квадраты) и продолжение этой зависимости при приложении к образцу последовательности электрических импульсов (треугольники). Стрелки на рисунке показывают направление изменений в параметрах $2MЭГ$, связанных с подачей очередного импульса. Видно, что эти две кривые близки друг к другу, а их ход противоположен.

В случае образцов с квантовыми нитями необходимо учитывать, что ЗФП в них связана не столько с изменением концентрации $2MЭГ$, но в первую очередь с увеличением ширины проводящего канала W_c

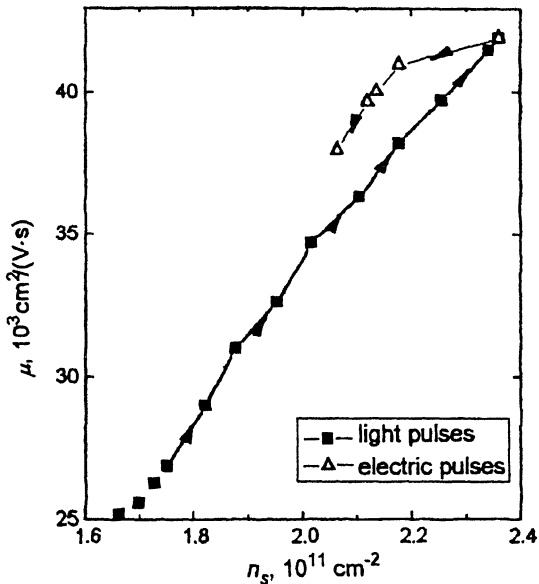


Рис. 5. Зависимость подвижности электронов μ от их концентрации в образце С230 n_s при последовательной подаче световых импульсов на структуру до состояния насыщения замороженной фотопроводимости (квадраты) и продолжение этой зависимости при приложении к образцу последовательности электрических импульсов (треугольники). Стрелки показывают направление изменений в параметрах 2МЭГ, связанных с подачей очередного импульса.

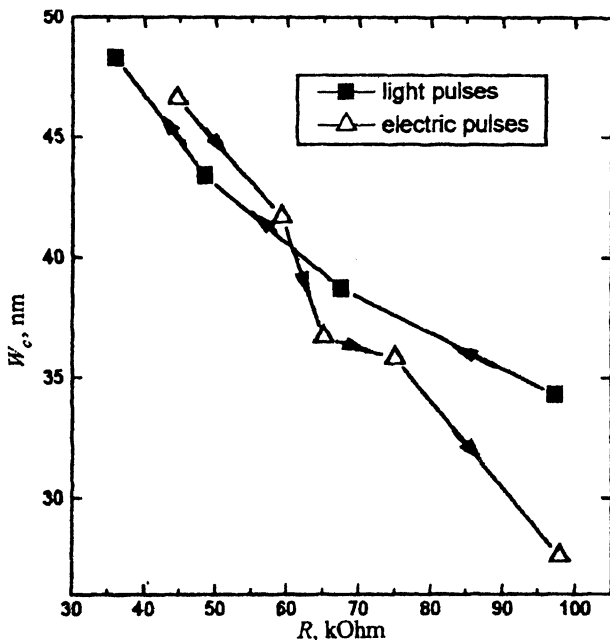


Рис. 6. Зависимость ширины проводящего канала в квантовых нитях W_c от их сопротивления R . Треугольники соответствуют состояниям образца, полученным подачей электрических импульсов, а квадраты — импульсов света. Стрелки показывают направление изменений, связанных с подачей очередного импульса.

в них [1]. Поэтому в этом случае для выяснения роли электрических импульсов определялась ширина проводящего канала в них. Для этого, так же как и в [1], использовалась теория квантовых поправок к проводимости в квазиодномерном случае [6]. После подачи каждого импульса измерялось отрицательное магнитосопротивление в слабых магнитных полях при 4.2 К и по теории [6] вычислялась величина W_c . Полученные результаты в виде зависимостей W_c от сопротивления R приведены на рис. 6. Треугольники соответствуют состояниям образца, полученным в результате подачи электрических импульсов, а квадраты — импульсов света. Стрелки на рисунке показывают направление изменений, связанных с подачей очередного импульса. Из рис. 5 и 6 видно, что для обоих типов структур изменение сопротивления гетероструктур под воздействием электрических импульсов связано с изменением состояния 2МЭГ. Более того воздействие электрических и световых импульсов противоположно. Таким образом показано, что происходит гашение замороженной фотопроводимости электрическими импульсами.

Заключение

Исследованы изменения свойств низкоразмерного электронного газа в гетероструктурах под воздействием электрических импульсов различной амплитуды и длительности. Продемонстрирована возможность управления параметрами низкоразмерных электронов и геометрическими размерами проводящего канала в субмикронных квантовых нитях за счет приложения к структуре коротких электрических импульсов. Показано, что воздействие электрических и световых импульсов приводит к противоположным изменениям свойств электронного газа, что позволяет говорить о гашении замороженной фотопроводимости.

Параметры низкоразмерных электронов в гетероструктурах экспоненциально зависят от амплитуды и логарифмически — от длительности импульса напряжения, прикладываемого к образцу. Использование серии последовательных импульсов приводит к дополнительному изменению состояния образца. Воздействие последовательных импульсов аддитивно суммируется и определяется их суммарной длительностью при малой величине импульсного электрического поля. В сильных же импульсных электрических полях воздействие последовательных импульсов не аддитивно.

Авторы выражают благодарность А.Г.Петрову, Т.А.Полянской, И.И. Сайдашеву, А.Я.Шику 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 (гранты R4R300 и R5C300) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-04042а).

- [1] A.M. Kreshchuk, M.M. Kulagina, S.V. Novikov, I.G. Savel'ev, A. Shik, G.D. Krshidze. *Superlat. Microstruct.*, **16**, 153 (1994).
- [2] В. Воробьева, М.В. Егорова, А.М. Крещук, С.В. Новиков, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев. *Письма ЖТФ*, **15**, 73 (1989).
- [3] Л.В. Голубев, А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев. *ФТП*, **22**, 1948 (1988).
- [4] В.В. Воробьева, М.В. Егорова, А.М. Крещук, С.В. Новиков, И.Г. Савельев. *ФТП*, **23**, 1699 (1989).
- [5] Н.А. Берг, 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).
- [6] В.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов. *Письма ЖЭТФ*, **33**, 515 (1981).

Редактор Т.А. Полянская

Quenching of persistent photoconductivity by electric pulses

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

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

Control of the low-dimensional electron gas properties by electric pulses with different duration and amplitude has been investigated at cryogenic temperatures. It was shown that the low-dimensional electron parameters as well as the conduction channel width in the submicron quantum wires can be changed by short electric pulses. It was demonstrated that the effects of electric and light pulses are different. This makes it possible to speak of the quenching of low-temperature persistent photoconductivity by electric pulses.
