

Свойства двумерного электронного газа в гетеропереходах AlGaAs/GaAs с тонкими слоями AlGaAs

© Д.А. Козлов*,†, З.Д. Квон*,+, А.К. Калагин+, А.И. Торопов+

* Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

† Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 25 мая 2006 г. Принята к печати 9 июня 2006 г.)

Изучены транспортные свойства двумерного электронного газа, расположенного на малом расстоянии (15–32.5 нм) от поверхности в гетеропереходе AlGaAs/GaAs. Обнаружены сильное влияние поверхности на поведение проводимости двумерного электронного газа, а также эффект экранирования металлическим затвором рассеяния двумерных электронов на заряженных центрах.

PACS: 73.23.-b, 73.40

В работах, посвященных изучению двумерного электронного газа (ДЭГ) в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, как правило, рассматриваются структуры с толщиной верхнего слоя широкозонного полупроводника от 100 нм и выше. В таком гетеропереходе двумерный электронный газ располагается на значительном расстоянии от поверхности структуры. Его проводимость определяется концентрацией легирующей примеси в близлежащем к границе гетероперехода слое, а также рассеянием на фонах при высоких температурах и заряженных центрах при низких [1–4]. В последнее время, в основном чтобы уменьшить характерные размеры наноструктур,

Таблица 1. Параметры образцов: расстояние между слоями и уровни легирования δ -слоев

d_s , nm	d_1 , Å	d_2 , Å	d_3 , Å	d_4 , Å	N_{d1} , cm^{-2}	N_{d2} , cm^{-2}
32.5	65	65	125	70	$1 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{12}$
25	50	50	100	50	$1.1 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{12}$
15	50	30	30	40	$4 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{12}$

создаваемых на основе описываемого двумерного газа, а также для использования техники атомной силовой микроскопии [5,6], появилась задача изучения такого газа в гетеропереходе с тонкими до 10–30 нм слоями AlGaAs. С одной стороны, его свойства могут в значительной степени отличаться от таковых для стандартного ДЭГ из-за сильного влияния поверхности как на концентрацию двумерных электронов, так и на их рассеяние. С другой — особый интерес представляют различные эффекты, связанные с экранированием кулоновского взаимодействия двумерных электронов, как с заряженными центрами, так и друг с другом металлическим затвором из-за малого расстояния между этим затвором и ДЭГ.

В работе использовались образцы, выращенные на основе технологии МЛЭ с различным расстоянием d_s

между ДЭГ и поверхностью: 32.5, 25 и 15 нм. Схематическая структура слоев для трех расстояний дана на рис. 1, а параметры легирования представлены в табл. 1. Основной особенностью всех образцов является в несколько (3–5) раз более высокая, чем обычно, концентрация примесей Si в первом δ -слое, экранирующем структуру от поверхностного поля, вызванного „пиннинггом“ уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны на поверхности структуры и приводящего к обеднению ее приповерхностной области. Такая высокая концентрация примесей в экранирующем δ -слое вызвана как раз близостью поверхности гетероструктуры к ДЭГ. На основе описанных выше образцов с помощью обычной фотолитографии изготавливались холловские мостики как с металлическим TiAu затвором, так и без него. Для проведения экспериментов по влиянию металлического затвора на свойства ДЭГ изготавливался специальный холловский образец, одна из частей которого была без затвора, а на другую напылялся затвор (рис. 1). Это позволяло фактически одновременно измерять характеристики ДЭГ при наличии близлежащей металлической пленки и без нее и тем самым проводить сравнительный анализ в наиболее адекватных условиях.

Начнем с анализа распределения затворного напряжения, подаваемого на структуру. Особенность этого распределения в отличие от обычных структур заклю-

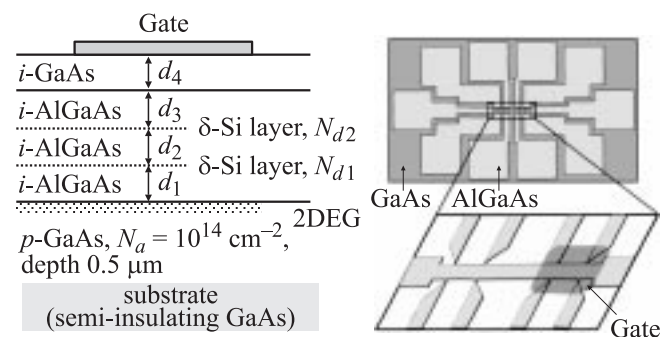


Рис. 1. Гетероструктура и меза-структура исследуемых образцов.

† E-mail: kod@gorodok.net

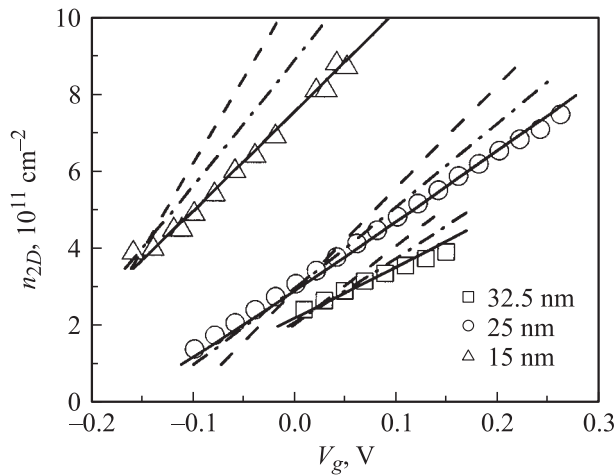


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные зависимости концентрации ДЭГ n_{2D} от затворного напряжения для трех типов образцов. Штриховая линия соответствует модели плоского конденсатора с толщиной диэлектрического слоя d_s ; штрихпунктирная линия — расчет, учитывающий падение напряжения в ДЭГ; сплошные линии — расчет с учетом падения напряжения в слое ДЭГ и в слое естественного окисла 2 нм.

чается прежде всего в том, что толщина слоя, отделяющего ДЭГ от поверхности структуры, становится сравнимой с толщиной слоя двумерных электронов, и связь между их концентрацией n_{2D} и затворным напряжением V_g уже не определяется только расстоянием от границы гетероперехода до поверхности структуры. Этот факт хорошо виден из сравнения измеренных зависимостей $n_{2D}(V_g)$ с расчетными (рис. 2). На этом рисунке пунктирными линиями показан расчет, не учитывающий падения напряжения в слое ДЭГ. Хорошо видно заметное разногласие расчета и эксперимента. Результаты расчета (штрихпунктирные линии) с учетом слоя ДЭГ, проработанного на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона, дают уже значительно лучшее согласие. Тем не менее наблюдается заметное расхождение расчетных зависимостей с экспериментальными. Предположено, что оно вызвано уже наличием естественного окисла толщиной 2–3 нм между поверхностью структуры и металлом. Сплошные линии отвечают учету всех вышеперечисленных факторов.

На рис. 3 представлены типичные результаты измерения зависимости подвижности двумерных электронов от их концентрации для трех толщин слоя AlGaAs–GaAs, расположенного над ДЭГ. Хорошо видны две особенности в их поведении: 1) чем меньше расстояние между ДЭГ и поверхностью структуры, тем ниже подвижность электронов, и 2) все три зависимости имеют одинаковый характер — подвижность электронов растет с ростом концентрации. Обе особенности объясняются доминирующим рассеянием двумерных электронов на заряженных центрах. Очевидно, что чем меньше толщина слоя, отделяющего ДЭГ от поверхности, тем

сильнее рассеяние на заряженных центрах не только в силу тривиального увеличения концентрации примесей в δ -слоях, но также из-за того, что число заряженных центров растет с уменьшением расстояния между поверхностью и δ -слоями вследствие роста числа электронов, переходящих на поверхностные состояния. Теория рассеяния двумерных электронов (см., например, [7]) дает следующее выражение для их подвижности в случае рассеяния на удаленных заряженных примесях (в данном случае оно слегка модифицировано применительно к исследованным гетеропереходам):

$$\mu^{-1} = (m/e) \left(N_{d1} \int f(d_1) + N_{d2} \int f(d_2) + N_s \int f(d_s) \right), \quad (1)$$

где N_{d1}, N_{d2}, N_s — концентрации рассеивающих центров соответственно в первом (ближележащем к ДЭГ) δ -слое, втором и на поверхности; d_1, d_2, d_s — соответственно расстояние от ДЭГ до первого δ -слоя, до второго и до поверхности; интеграл $\int f(d_i)$ означает вероятность

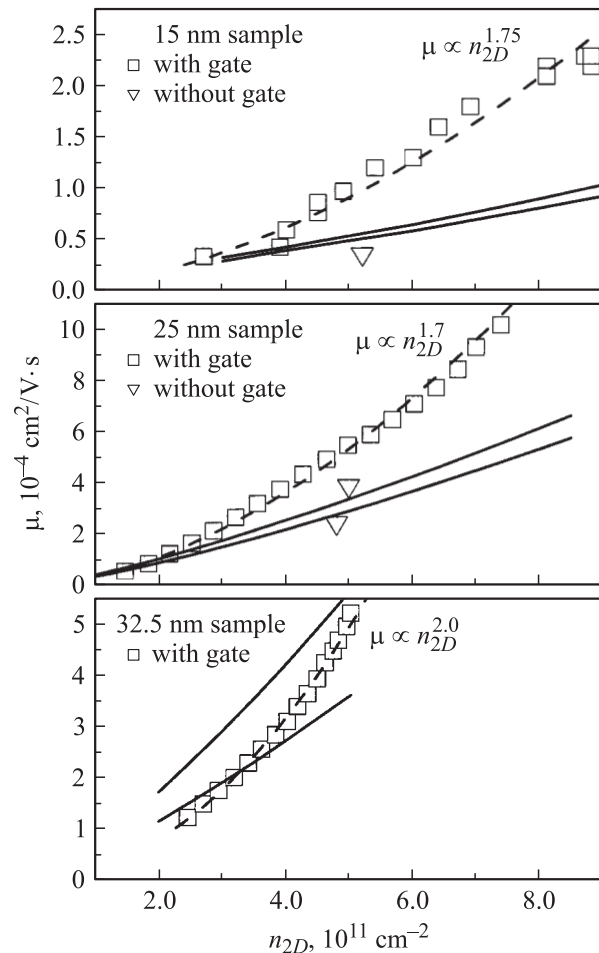


Рис. 3. Зависимости подвижности электронов в ДЭГ μ от концентрации n_{2D} для трех типов образцов толщиной 15, 25 и 32.5 нм при температуре $T = 4.2$ К. Сплошным линиям отвечают теоретические кривые, отдельным точкам — экспериментальные значения, а штриховые линии соответствуют аппроксимации зависимостей по формуле $\mu \propto n_{2D}^\beta$.

Таблица 2. Сравнение свойств ДЭГ для затворной (M) и беззатворной (A) частей

d_s	μ_M/μ_A	$\sigma_M(V_g = 0)/\sigma_A$
25 нм	1.4–1.5	0.5
15 нм	2–2.5	7–8

рассеяния на единичной примеси, расположенной на расстоянии d_i от ДЭГ, и равен

$$\int f(d_i) = \frac{m}{e} \frac{m}{2\pi\hbar^3 k_F^3} \left(\frac{e^2}{2\varepsilon_0\varepsilon} \right)^2 \int_0^{2k_F} \frac{e^{-2qd}}{[q + q_{TF}G(q)]^2} \times \left(\frac{b}{b+q} \right)^6 \frac{q^2 dq}{\sqrt{1 - (q/2k_F)^2}}, \quad (2)$$

при этом

$$G(q) = \frac{1}{8} \left[2 \left(\frac{b}{b+q} \right)^3 + 3 \left(\frac{b}{b+q} \right)^2 + 3 \left(\frac{b}{b+q} \right) \right], \quad (3)$$

а b — параметр волновой функции Стерна–Ховарда $u(z) = (1/2b^3)^{1/2} z \exp(-1/2bz)$.

Поскольку величины d_1, d_2, d_s заданы, а все остальные величины задаются концентрацией двумерных электронов, определяемой либо из холловских измерений, либо из измерений Шубниковских осцилляций, в качестве подгоночных параметров при расчете служили только концентрации N_{d1}, N_{d2}, N_s .

Прежде чем перейти к анализу экспериментального поведения подвижности и расчета, необходимо проанализировать влияние металлического затвора на свойства ДЭГ. В табл. 2 приведены отношения проводимости ДЭГ с близлежащим металлическим затвором σ_M к его проводимости σ_A при отсутствии этого затвора. Хорошо видно, что нанесение металлического затвора ведет к неожиданно разному изменению проводимости для образца с расстоянием между ДЭГ и поверхностью 15 и 25 нм: если для образца с $d_s = 15$ нм наблюдается рост проводимости в 7–8 раз, то для образца с $d_s = 25$ нм наблюдается небольшое уменьшение. Измерение концентрации двумерных электронов показывает, что описанное поведение связано с различным влиянием металлического затвора на концентрацию электронов. Если для $d_s = 15$ нм n_{2D} увеличивается при нанесении металла в 1.5 раза, то для $d_s = 25$ нм она уменьшается в 1.5 раза. Обсудим сначала эффект увеличения n_{2D} . Первое, с чем можно связать его, — это контактная разность потенциалов (КРП) между металлом и полупроводником, второе — это изменение заряда поверхностных состояний (ПС) при напылении металла на свободную поверхность гетероструктуры. В первом случае должно было бы наблюдаться изменение n_{2D} в одну и ту же сторону для всех значений d_s . Тогда остается вторая причина — перезарядка ПС, приводящая к

перераспределению электронов между ПС и двумерным слоем таким образом, что n_{2D} растет. Причем, поскольку для образцов с $d_s = 25$ и 32.5 нм обмен между ПС и легирующими слоями сильно затруднен из-за более широкого AlGaAs-барьера, в них n_{2D} при нанесении металла уменьшается, скорее всего, из-за КРП. Этот факт подтверждает справедливость второго предположения.

Поскольку при примесном рассеянии, доминирующем в нашем случае, подвижность заметным образом зависит от концентрации, влияние металла на подвижность важно установить при одной и той же концентрации электронов. Отношение подвижности μ_M/μ_A показано в табл. 2. Хорошо видно, что эффект роста подвижности является меньшим для $d_s = 25$ нм и большим для $d_s = 15$ нм. В этом случае наличие металла увеличивает подвижность более чем в 2 раза. Поведение Шубниковских осцилляций (рис. 4) показывает, что наряду с транспортным временем заметно растет и квантовое время. Таким образом, наличие металла вблизи ДЭГ ведет к заметному подавлению рассеяния электронов. Естественно связать подобный эффект с экранировкой рассеивающего потенциала примесей металлическим слоем. Нетрудно провести грубую оценку этого эффекта, предположив, что амплитуда рассеивающего потенциала уменьшается на величину $\alpha = [e^2/(d+z)]/[e^2/(d+z) - e^2/(2d+z)]$, и соответственно величина подвижности должна увеличиваться в α^2 раз при напылении металла. Оценка дает рост в 3–4 раза, что не так и далеко от экспериментального значения, если учесть всю приблизительность оценки. Проанализируем теперь зависимость подвижности от концентрации. На рис. 3 сплошными линиями показаны результаты расчета этой зависимости по формуле (1). Как видно, расчет дает существенно более медленный рост подвижности, чем тот, который наблюдается в эксперименте для всех трех типов образцов. Причем следует отметить, что вариация параметров расчета ничего принципиально не меняет: по-прежнему расчет

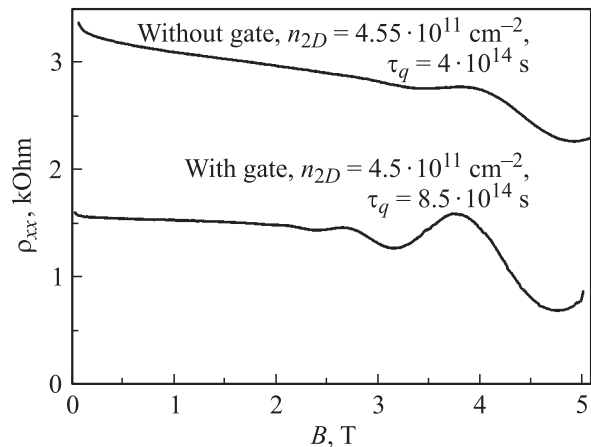


Рис. 4. Осцилляции Шубникова–де-Гааза для образца толщиной 15 нм для затворной и беззатворной частей при температуре $T = 4.2$ К для близких значений n_{2D} .

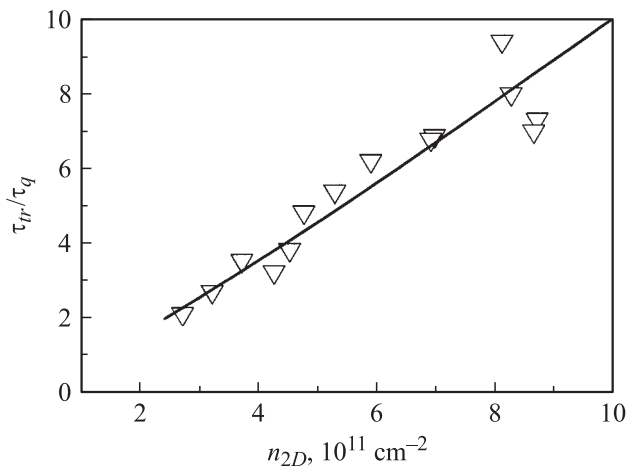


Рис. 5. Зависимость τ_{tr}/τ_q для части образца, покрытой затвором и с $d_s = 15$ нм, от концентрации ДЭГ n_{2D} .

дает зависимость $\mu \propto N_s^{1.2-1.5}$, тогда как в эксперименте она ведет себя как $\mu \propto N_s^{1.7-2.0}$. Возможно, указанное разногласие связано с тем, что (1) не учитывает эффекта экранирования металлическим затвором. И наконец, рассмотрим поведение отношения транспортного времени к квантовому. Как известно, оно дает информацию о наличии и относительной роли короткодействующего и дальнедействующего рассеивающих потенциалов в ДЭГ. Значения τ_{tr}/τ_q , найденные из кривых на рис. 4, составляют ~ 3.5 для беззатворной части и ~ 4 для затворной. Это отношение показывает, что в отличие от самих этих времен оно практически одинаково в обоих случаях, и, таким образом, экранировка короткодействующего и дальнедействующего рассеивающих потенциалов металлическим затвором является по существу одной и той же. Для образцов с затвором была также измерена зависимость отношения τ_{tr}/τ_q от n_{2D} (рис. 5). Как видно, это отношение растет с увеличением концентрации двумерных электронов примерно линейным образом. Однако дальнейший анализ требует развития теории рассеяния с учетом экранирования металлическим затвором.

Таким образом, представленные в данной работе результаты показывают, что свойства ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, расположенного на малом расстоянии от поверхности, обладают рядом особенностей. Наиболее интересные из них связаны с эффектом экранирования металлическим затвором. Их дальнейшее изучение представляет несомненный интерес, в особенности в эффектах, обусловленных взаимодействием между электронами.

Список литературы

- [1] M.A. Paalanen, D.C. Tsui, A.C. Gossard, J.C.M. Hwang. Phys. Rev. B, **29**, 6003 (1984).
- [2] M. Heiblum, E.E. Mendez, F. Stern. Appl. Phys. Lett., **44** (11), 1064 (1984).

- [3] B.J.F. Lin, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, A.C. Gossard. Appl. Phys. Lett., **45** (6), 695 (1984).
- [4] F. Stern. Appl. Phys. Lett., **43** (10), 974 (1983).
- [5] В.А. Ткаченко, З.Д. Квон, Д.В. Щеглов, А.В. Латышев, А.И. Торопов, О.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев, А.Л. Асеев. Письма ЖЭТФ, **79**, 168 (2004).
- [6] A. Fuhrer, S. Lüscher, T. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Bichler. Nature, **413**, 822 (2001).
- [7] J.H. Davies. *The Physics of Low-dimensional Semiconductors: An Introduction* (Cambridge University Press, 1998).

Редактор Л.В. Беляков

Two-dimensional electron gas properties in AlGaAs/GaAs heterojunctions with thin layers of AlGaAs

D.A. Kozlov*, Z.D. Kvon*⁺, A.K. Kalagin⁺, A.I. Toropov⁺

* Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

⁺ Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The transport properties of two-dimensional electron gas, situated at a small distance to the surface (15–32.5 nm) in the AlGaAs/GaAs heterojunction, have been investigated. A strong influence of the surface on the conductivity behaviour of two dimensional electron gas has been observed. Screening by a metallic gate of the scattering of two dimensional electrons at the charged centers has been observed, too.