Физика низких температур, 1996, т. 22, № 10, с. 1166–1173

Особенности электронных свойств δ<Sb>-слоев в эпитаксиальном кремнии
I. Общая физическая картина

В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, Вит. Б. Красовицкий

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

О.А.Миронов, О. Н. Макаровский

Институт радиофизики и электроники НАН Украины, Украина, 310085, г. Харьков, ул. акад. Проскуры, 12

Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл

Department of Physics, University of Warwick, Coventry, CV4 7AL, UK

Статья поступила в редакцию 13 февраля 1996 г., после переработки 24 апреля 1996 г.

Изучено температурное изменение (в интервале 1,6–300 К) электронных кинетических характеристик (проводимости, магнитосопротивления, эдс Холла) кристаллов эпитаксиального кремния, содержащих $\delta\langle\mathrm{Sb}\rangle$-слой с различной поверхностной концентрацией легирующих атомов сурьмы. Впервые установлено, что при температурах выше 30 К свойства образцов отражают поведение электронов не только в самом δ-слое, но и в прилегающих к нему областях, имеющих свойства легированного полупроводника с четко выраженной температурной областью экспоненциальной зависимости сопротивления от обратной температуры.

Вивчено температурну зміну (в інтервалі 1,6–300 К) електронних кінетичних характеристик (провідності, магнітоопору, ерс Холла) кристалів епітаксійного кремнію, що містять у собі $\delta\langle\mathrm{Sb}\rangle$-шар з різною поверхневою концентрацією легуючих атомів стибію. Вперше установлено, що при температурах вищих ніж 30 К властивості зразків відображують поведінку електронів не тільки в самому δ-шарі, але й в прилеглих до нього областях, які мають властивості легуючого напівпровідника з чітко виявленою температурною областю експоненційної залежності опору від зворотньої температури.

Введение

Современная технология получения совершенных кристаллов и монокристаллических пленок методом молекулярно-лучевой эпитаксии позволяет создать в монокристалле полупроводника тонкий (атомной толщины) проводящий слой, моделирующий двумерную электронную систему. В процессе роста кристалла полупроводника производится внесение примесных атомов на формирующуюся кристаллическую плоскость, которая далее покрывается монокристаллическим слоем чистого полупроводника. В матрице полупроводника образуется проводящий слой атомной толщины — так называемый δ-слой [1]. При этом легированная область в плоскости δ-слоя может быть выполнена в геометрии, позволяющей осуществлять электрические измерения кинетических характеристик (проводимости, коэффициента Холла и т.п.). Кроме того, концентрация примесных атомов в легированной плоскости может произвольно варьироваться, что дает возможность изменять концентрацию подвижных носителей заряда в δ-слое в широких пределах.

В полупроводнике с δ-слоем электроны, обеспечивающие проводимость, находятся в симметричной V-образной потенциальной яме, которая образуется при экранировании электронами потенциала примесных атомов. Электроны в потенциальной яме представляют собой двумерный электронный газ: в плоскости δ-слоя электроны ведут себя как свободные, а в направлении перпендикулярном плоскости слоя состояния квантованны. Число существующих в потенциальной яме подзон размерного квантования и их заполнение определяются концентрацией примесных атомов (на см^2). Как показали экспериментальные исследования и расчеты [1–4], в δ-слоях, в отличие от гетеропереходов, заполненными оказываются несколько подзон; подвижности носителей при этом очень сильно зависят от номера подзоны. Существенную роль в кинетике электронов в δ-слоях играют процессы межподзонного рассеяния. Особенностью δ-слоев является также то, что примесное рассеяние определяется теми же примесными атомами, которые создали δ-слой. В этом отношении в гетеропереходах могут быть реализованы более совершенные условия для существования двумерного электронного газа, но в них концентрация двумерных электронов очень мала. Основной отличительной особенностью δ-слоев, по сравнению с гетеропереходами, является возможность получения в них произвольной концентрации двумерных электронов — от очень малой ($\approx 10^{10}$ см$^{-2}$), при которой проводимость в δ-слое имеет прыжковый характер, до очень высокой ($\approx 10^{14}$ см$^{-2}$), когда реализуется металлическая проводимость. Именно эта особенность δ-слоев создает уникальную возможность для изучения влияния концентрации двумерных электронов на процессы релаксации и взаимодействия электронов в двумерном электронном газе.

В условиях примесного рассеяния электронов в проводимости δ-слоев при низких температурах должны проявляться эффекты слабой локализации (СЛ) электронов [5,6] и эффекты усиления электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) [7–11]. Эти эффекты имеют интерференционную природу и приводят к появлению квантовых поправок к проводимости, дающих своеобразные температурные и магнитополевые зависимости изменения сопротивления. Изучение этих зависимостей позволяет получать информацию о характерных временах релаксации фазы и спина электронов и их температурных изменениях, а также о значении констант межэлектронного взаимодействия [11–13]. Эти возможности были частично реализованы при изучении свойств δ-слоев: проявление эффектов СЛ и ЭЭВ наблюдалось в $\delta\langle$Si$\rangle$-слое в GaAs [4,14] и $\delta\langle$B$\rangle$-слое в Si [15,16]. В $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоях в кремнии подобные исследования не проводились. Можно указать работу [17], в которой проявление эффектов СЛ и ЭЭВ (отрицательное магнитосопротивление и его анизотропия в перпендикулярном и параллельном магнитном поле) наблюдали в тонких слоях кремния (толщиной 10, 20 и 80 нм), легированных сурьмой с объемной концентрацией $\sim 10^{19}$ см$^{-3}$. Мы полагаем, что признаки эффекта СЛ (отрицательное и анизотропное магнитосопротивление) обнаружены также в работе [18], в которой изучались кинетические свойства образцов с $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоями в кремнии, изготовленных по оригинальной методике и имеющих в легированной плоскости концентрацию атомов сурьмы от монослоя (мс) до 10^{-3} мс. В [18] установлено, что в интервале от 0,05 до 0,01 мс происходит переход от металлической к прыжковой проводимости в δ-слое. Представляет большой интерес работа [19], в которой с помощью туннельной спектроскопии $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоя в кремнии с концентрацией атомов сурьмы 10^{13} см$^{-2}$ продемонстрировано существование квантовых состояний в потенциальной яме. Эти состояния согласуются с расчетом при значениях энергии (относительно уровня Ферми) $E_0 = -55$ мэВ, $E_0^1 = -1{,}9$ мэВ, $E_1 = 37{,}1$ мэВ и $E_2 = 64{,}7$ мэВ.

Задачей настоящего исследования являлось выяснение особенностей изменения кинетических характеристик кристаллов эпитаксиального кремния с δ-слоем сурьмы в широком интервале температур и установление области проявления эффектов СЛ и ЭЭВ, содержащих информацию о процессах релаксации и взаимодействия электронов в неупорядоченной двумерной электронной системе.

В настоящей работе представлена общая картина изменения низкотемпературных кинетических свойств этих объектов (часть I) и изложены результаты изучения эффектов слабой локализации и взаимодействия электронов в образцах, обладающих металлическим типом проводимости при низких температурах (часть II).

Образцы эпитаксиального кремния с δ-слоем сурьмы были приготовлены в Advanced Semiconductors Group, University of Warwick, Coventry, UK.

Образцы и методика измерений

Образцы представляют собой монокристаллы эпитаксиального кремния размерами 6×4×0,5 мм, в которых примесные атомы сурьмы располагаются в одной кристаллической плоскости [100] и образуют стандартную для электрических измерений проводящую область в виде узкой полоски с токовыми и потенциальными отводами. Эти отводы на поверхности кристалла образуют контактные площадки, благодаря которым кристалл может быть включен в измерительную схему. Такая форма образцов позволила провести на них полный цикл измерений гальваномагнитных свойств (сопротивление, магнитосопротивление и эффект Холла). Измерения проводились в интервале 1,6–300 K (температура поддерживалась с точностью до 10^{-2} градуса) на постоянном токе от 10^{-8} до 10^{-5} А и в магнитных полях до 40 кЭ, создаваемых либо сверхпроводящим соленоидом, либо магнитом Капицы. В таблице приведены обозначения образцов, заданные при их приготовлении концентрации донорных атомов N_D и значения сопротивления

Таблица

Физические характеристики различных образцов монокристаллического эпитаксиального кремния

Образец	N_D, см$^{-2}$	$R_\square$, Ом (при 18 К)	n, см$^{-2}$ (при 18 К)	$N_D^{-1/2}$, см	ε, мэВ	R_0, Ом
A	$3\cdot10^{14}$	$1{,}14\cdot10^3$	$9{,}5\cdot10^{13}$	$0{,}57\cdot10^{-7}$	42,2	$8{,}3\cdot10^{-1}$
B	$1\cdot10^{14}$	$1{,}46\cdot10^3$	$7{,}8\cdot10^{13}$	$1\cdot10^{-7}$	41,2	$2{,}25\cdot10^{-1}$
C	$3\cdot10^{13}$	$5{,}36\cdot10^4$	$3{,}1\cdot10^{13}$	$1{,}8\cdot10^{-7}$	36,6	$9{,}6\cdot10^{-2}$
D	$1\cdot10^{13}$	$1{,}8\cdot10^6$	$1{,}5\cdot10^9$	$3{,}2\cdot10^{-7}$	49,4	$2{,}3\cdot10^{-4}$
E	$5\cdot10^{12}$	$3\cdot10^6$	–	$4{,}5\cdot10^{-7}$	49,4	$3{,}74\cdot10^{-4}$

квадратного участка δ-слоя $R_\square$ при 18 К. (В данной работе мы не будем обсуждать поведение сопротивления и других свойств для самых высокоомных образцов D и E при температурах ниже 18 К.)

Экспериментальные результаты

На рис.1 представлены температурные зависимости сопротивления исследованных в работе образцов в интервале 1,6–300 К. Для каждого из образцов зависимости $R_\square(T)$ можно охарактеризовать четырьмя температурными областями: низкотемпературная область I с очень слабой зависимостью; переходная область II с более сильной зависимостью; область III, в которой сопротивление резко падает с повышением температуры, далее следует минимум сопротивления, после которого видна область IV, где сопротивление растет с повышением T.

Положение минимума сопротивления и температурная область перехода к слабой зависимости R от температуры смещаются в сторону низких температур при увеличении сопротивления образца. Так, температура минимума для образцов A, B и C составляет соответственно ~ 150, 130 и 100 К, для D и E — примерно 80 К. Область II перехода от сильной к очень слабой зависимости для образцов A, B и C характеризуется интервалами 40–70 К, 25–60 К и 20–45 К (точка пересечения экстраполированных зависимостей $R(T)$ из областей I и III соответственно составляет 60, 50 и 36 К). Для образцов D и E переходная область лежит ниже 30 К.

Резкое изменение сопротивления в области III имеет экспоненциальный характер и с хорошей точностью описывается выражением

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right). \tag{1}$$

Это показано на рис. 2, где для трех образцов изображен соответствующий фрагмент зависимости $R(T)$ в координатах $\ln R$ и $1/T$. Найденные значения энергии активации ε и R_0 приведены в таблице.

Знак изменения сопротивления образцов в магнитном поле определяется температурной областью: в области I магнитосопротивление (МС) от-

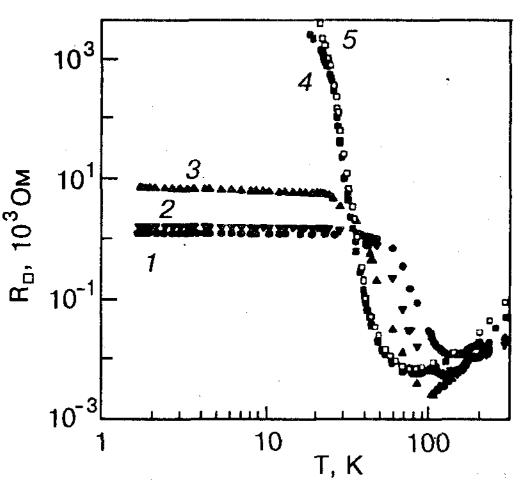

Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления образцов A (*1*); B (*2*); C (*3*); D (*4*); E (*5*).

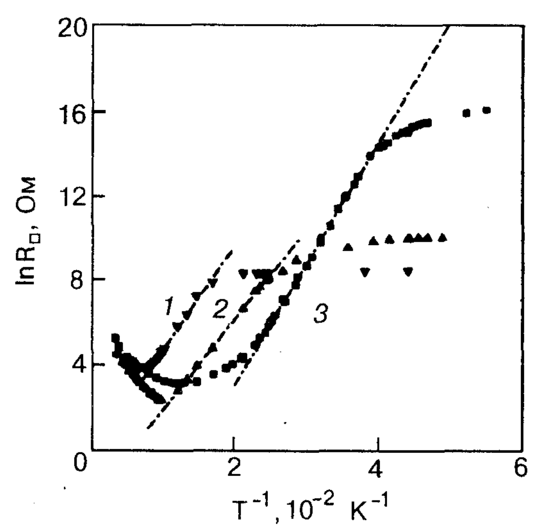

Рис. 2. Зависимость $\ln R(1/T)$ для образцов A (*1*); C (*2*) и D (*3*).

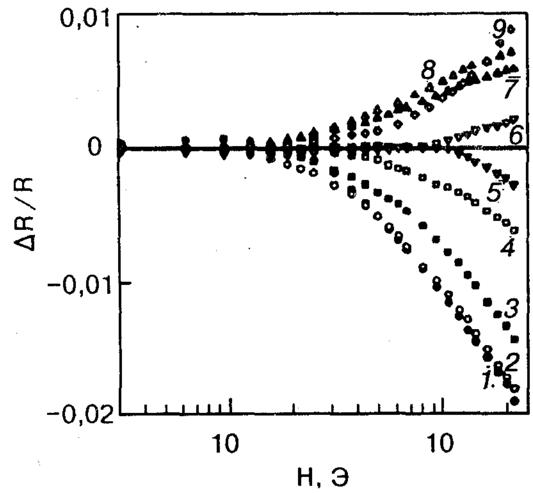

Рис. 3. Магнитополевые зависимости сопротивления образца А при различных температурах T, К: 1,7 (*1*); 4,2 (*2*); 8 (*3*); 19 (*4*); 22,7 (*5*); 26 (*6*); 28,1 (*7*); 40,5 (*8*); 44 (*9*).

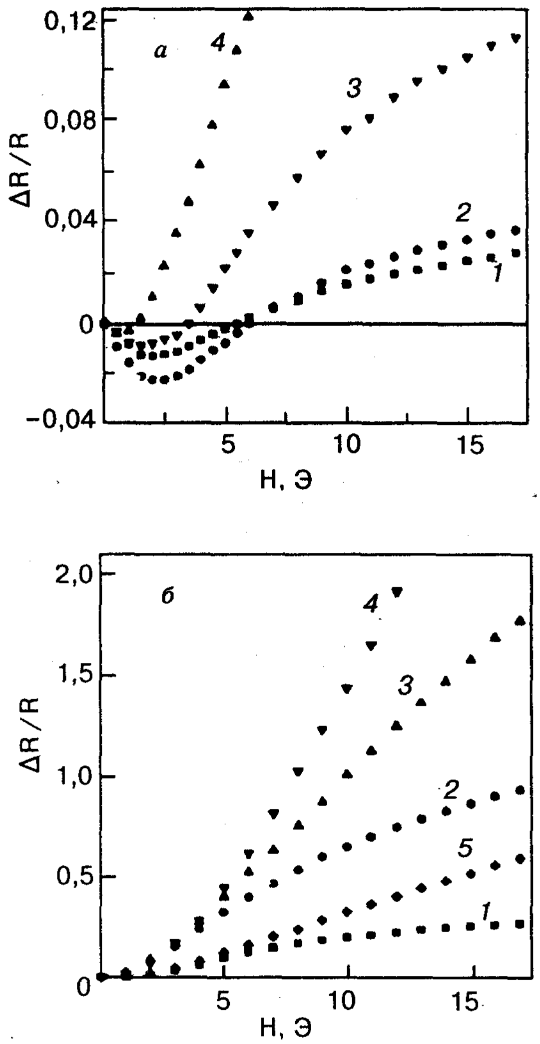

Рис. 4. Магнитополевые зависимости сопротивления образца D при различных температурах T, К: 21,1 (*1*); 21,6 (*2*); 22,37 (*3*); 23,15 (*4*) (*а*) и 23,15 ((*1*); 24,7 (*2*); 26,5 (*3*); 30,1 (*4*); 77 (*5*) (*б*).

рицательное; при более высоких температурах — положительное. Отношение $\Delta R/R$ сильно изменяется с температурой: невелико в области I, но быстро возрастает в переходной области II. На рис.3 показана трансформация кривых МС для образца А в интервале температур 1,7–44 К. Отрицательное МС с понижением температуры в области I (ниже 20 К) заметно увеличивается. Следует обратить внимание на то, что при наиболее низких температурах (< 2 К) в области слабых магнитных полей наблюдается положительное МС, которое с ростом H переходит в отрицательное. С приближением переходной области (для этого образца ~ 40 К) магнитосопротивление становится положительным.

В переходной области II положительное МС увеличивается экспоненциально быстро, особенно для высокоомных образцов. Это проиллюстрировано на рис. 4 для образца D. В интервале 20–30 К значение $\Delta R/R$ при 16 кЭ увеличивается на два порядка. С ростом T вначале зависимости $(\Delta R/R)(H)$ имеют вид кривых с насыщением (кривые *1–3* на рис. 4,*а*, кривые *1*, *2* на рис.4, *б*, кривые *7*, *8* на рис. 3), а затем на них во все более широком интервале магнитных полей проявляется начальный участок, который можно аппроксимировать зависимостью $\Delta R/R \propto H^2$. Следует отметить, что в начале переходной области кривые $(\Delta R/R)(H)$ в области малых магнитных полей имеют небольшой участок с отрицательным МС (кривые *1–4* на рис. 4,*а*, кривая *6* на рис. 3).

В области III достигаемое значение $\Delta R/R$ существенно зависит от начального сопротивления образца R. Так, в поле 16 кЭ максимальное значение $\Delta R/R$ составляет для образцов А, С, D соответственно 0,25; 0,75; 4,0. С ростом температуры эти величины после прохождения минимума сопротивления быстро уменьшаются, что особенно заметно в области IV.

Поведение напряжения Холла V_H подобно температурному изменению сопротивления. На рис. 5 в качестве иллюстрации показано изменение с температурой приведенной величины V_H/Hi (i — ток через образец) для трех образцов. В области I эта величина подобно сопротивлению обладает очень слабой температурной зависимостью (кривые *1* и *2* для образцов А и С); в области III она быстро уменьшается (кривая *3* для образца D). В связи с тем, что в переходной области II зависимости $V_H(H)$ заметно нелинейны, значения V_H/Hi

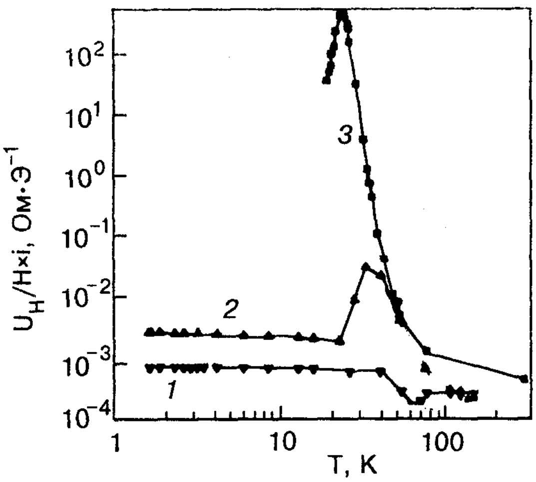

Рис. 5. Зависимость величины U_H/Hi от температуры для образцов А (*1*); С (*2*); D (*3*).

были получены из начального линейного участка. Во всех остальных температурных областях (I, III и IV) зависимости $V_H(H)$ являются линейными.

Обсуждение результатов

1. Общий вид кривых $R_\square(T)$ на рис. 1 соответствует типичным зависимостям для легированных полупроводников с областями прыжковой проводимости, активации примесных носителей и истощения донорных центров. Но эта аналогия является неточной, поскольку в области I поведение сопротивления образцов А, В и С не соответствует закономерностям прыжковой проводимости. Как известно, для последней должна наблюдаться зависимость

$$R_3 = R_{03} \exp\left(\frac{\varepsilon_3}{kT}\right) . \qquad (2)$$

Однако в области I не реализуется экспоненциальная зависимость R от $1/T$ (если попытаться воспользоваться этой аппроксимацией, то для ε_3 получаются абсурдно малые значения $\sim 10^{-6}$ эВ), а однозначно проявляются закономерности, присущие эффектам слабой локализации и взаимодействия электронов в двумерной электронной системе (см. ч. II).

Область III действительно является областью активации примесных носителей. Об этом свидетельствуют полученные значения ε в соотношении (1) (см. таблицу), близкие к энергии связи донорных состояний для примеси Sb в Si. Для этой величины в [20] приведены значения 42,7; 32,9 и 30,6 мэВ. Кроме того, поведение напряжения Холла также указывает на экспоненциальный рост концентрации носителей тока в области III (рис. *5*).

Для расчета концентрации носителей необходимо знать толщину проводящего канала. При температурах ниже 20 К измеренные характеристики относятся, как будет показано ниже, к свойствам двумерного электронного газа в δ-слое. Здесь холловская концентрация носителей (на единицу площади) может быть найдена непосредственно из величины V_H/Hi; полученные значения n при 18 К приведены в таблице. При высоких температурах кристалл проявляет свойства легированного полупроводника. Если принять, что и при высоких температурах проводимость образца также обеспечивается двумерным электронным газом, то из холловского напряжения получаются следующие значения концентрации двумерных электронов при температурах 200–300 К: для образцов А, В и С $n \approx 3\cdot10^{14}$ см$^{-2}$, для образцов D и Е $n \approx 1{,}5\cdot10^{14}$ см$^{-2}$. Интересно, что при высоких температурах концентрация двумерных электронов оказывается практически одинаковой для различных образцов, несмотря на различие низкотемпературной концентрации на несколько порядков. Видно, что холловская концентрация носителей в образцах А и В с ростом температуры в областях III и IV увеличивается в 3–5 раз, образца С — на порядок, для образцов D и Е — на 5–6 порядков.

Повышение температуры должно сопровождаться некоторыми изменениями в проводимости δ-слоя, поскольку происходит заполнение более высоких по энергии подзон размерного квантования (соответственно несколько расширяется область движения электронов в кристалле Si). Этот процесс может иметь активационный характер с энергией, определяемой энергетическим расстоянием между подзонами. Туннельные данные для $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоя в Si с концентрацией атомов сурьмы 10^{13} см$^{-2}$ [19] показали, что ближайшие уровни (над уровнем Ферми) находятся при значениях энергии 37,1 и 64,7 мэВ. Данные для образцов D и Е можно приписать такому активационному процессу. Образцы А, В и С имеют существенно бо́льшую концентрацию атомов Sb в δ-слое, соответственно энергетическое расширение подзон должно быть заметно меньше. Между тем энергия активации принимает для всех исследованных образцов близкие значения (см. таблицу). Наиболее вероятное объяснение этого состоит в том, что имеет место процесс активации электронов в зону проводимости кремния.

Причиной роста сопротивления при повышении температуры в области IV, происходящего вопреки продолжающемуся увеличению концентрации

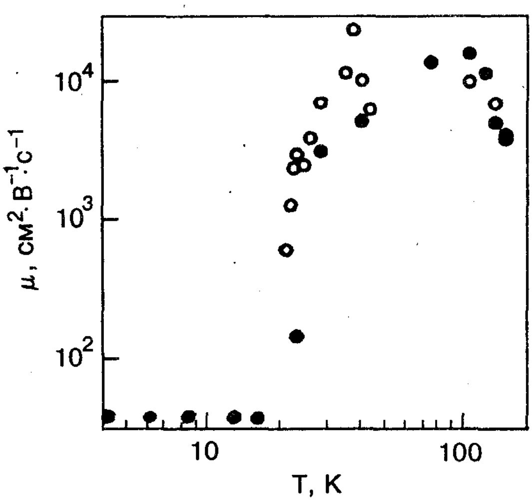

Рис. 6. Температурные зависимости дрейфовой (○) и холловской (●) подвижностей для образца С.

электронов, является убывание их подвижности под влиянием рассеяния на акустических фононах. В областях III и IV кривые МС, как было отмечено выше, можно аппроксимировать в некотором интервале магнитных полей квадратичной зависимостью от H (обычно это интервал до 5 кЭ, с ростом температуры он расширяется). Из такой аппроксимации можно найти среднюю дрейфовую подвижность $\mu = (\Delta R/RH^2)^{1/2}$. На рис. 6 светлыми точками показаны полученные значения μ для одного из образцов. Близкие значения и подобную температурную зависимость демонстрируют найденные величины холловской подвижности $\mu_H = R_{\text{п}}^{-1} V_H/Hi$ (темные точки). Уменьшение подвижности с ростом температуры в области IV можно приближенно описать степенной функцией $\mu \propto T^{-3/2}$, отвечающей механизму рассеяния электронов на акустических фононах. В области III подвижность достигает максимальных значений. При дальнейшем понижении температуры подвижность уменьшается: вначале, по-видимому, проявляется зависимость $\mu \propto T^{3/2}$, присущая механизму рассеяния на заряженных примесях, а в области II подвижность резко падает. Это видно из поведения холловской подвижности (значения дрейфовой подвижности здесь не являются надежными, поскольку квадратичная аппроксимация зависимостей $(\Delta R/R)(H)$ в этой области, строго говоря, не применима). В области I холловская подвижность практически не меняется при изменении температуры и отражает свойства электронов в δ-слое.

2. Наиболее интересной является переходная область II, в которой проявляются одновременно свойства δ-слоя и прилегающих областей полупроводникового кристалла. Особенностью изучаемых объектов является то, что примесные атомы локализованы в пространстве в одной кристаллической плоскости, вдоль которой осуществляется основной транспорт электронов. Проводимость непосредственно самого δ-слоя с высокой концентрацией примесных атомов, при которой электронные состояния на примесях перекрываются, имеет металлический характер. При уменьшении концентрации примесей может произойти переход к активационному характеру проводимости в δ-слое. В таблице приведены значения величины $N_D^{-1/2}$ (в Å), характеризующие среднее расстояние между ионизованными атомами сурьмы в δ-слое. Эти величины можно сравнить со значением боровского радиуса $a_B = \hbar\kappa/me^2$, характеризующего размеры волновой функции электрона на примесном атоме. Для Sb в матрице Si $a_B \approx 23$ Å (при диэлектрической постоянной решетки $\kappa = 11{,}4$ [20] и эффективной массе электронов в кремнии $m = 0{,}26m_0$ [21]). Примерно такую же величину имеет радиус состояния $a = \hbar/(2m\varepsilon)^{1/2}$. Для энергии активации $\varepsilon \approx 40$ мэВ он принимает значение ≈ 19 Å. Из этих данных можно сделать вывод, что по крайней мере в образцах А и В δ-слои обладают металлическим типом проводимости, а в образце С δ-слой находится вблизи перехода от металлического типа проводимости к активационному.

В переходной области II наряду с проводимостью, обеспечиваемой электронами на квантовых уровнях в потенциальной яме, благодаря процессам активации появляется проводимость, связанная с электронами в зоне проводимости кремния. По-видимому, ее обеспечивают электроны, оказавшиеся на самом высоком квантовом уровне, совпадающем с немодифицированным значением дна зоны проводимости кремния, т.е. на «крыльях» потенциальной ямы, созданной примесными атомами в δ-слое. Область движения таких электронов существенно шире, чем для электронов, находящихся в потенциальной яме. Она охватывает прилегающие к легированной плоскости области чистого кремния, в связи с чем подвижность электронов в этих областях существенно выше, чем непосредственно в самом δ-слое. Прилегающие области, в которых осуществляют транспорт активированные электроны, будем называть для краткости λ-областями. Канал проводимости, связанный с λ-областями, обладает очень сильной (экспоненциальной) зависимостью сопротивления от обратной температуры. С ростом температуры проводимость λ-областей становится доминирующей и определяет кинетические характеристики образцов в III и IV температурных областях.

Свидетельством конкуренции двух каналов проводимости в области II служат кривые МС с насыщением (рис. 3, 4). Действительно, пусть при некоторой температуре T^* сопротивления этих двух каналов равны ($R^{\lambda}_{\square} \approx R^{\delta}_{\square}$). Если δ-слой не обладает заметной магнитополевой зависимостью, а λ-области ее проявляют, то нетрудно показать, что если при $T > T^*$ сопротивление $R^{\lambda}_{\square}(0) < R^{\delta}_{\square}$, а в достаточном магнитном поле оказывается $R^{\lambda}_{\square}(H) > R^{\delta}_{\square}$, поскольку $R^{-1}_{\square} = (R^{\delta}_{\square})^{-1} + (R^{\lambda}_{\square})^{-1}$, зависимость $R_{\square}(H)$ стремится к постоянной величине, определяемой $R^{\delta}_{\square}$. По мере роста температуры и удаления от T^* уровень насыщения будет повышаться, пока не исчезнет в рассматриваемом интервале магнитных полей вследствие того, что теперь $R^{\lambda}_{\square}(H_{max}) < R^{\delta}_{\square}$. Конкуренция двух каналов проводимости в области II является, по-видимому, причиной нелинейной зависимости холловского напряжения от магнитного поля.

Таким образом, при температурах ниже T^* в кинетических характеристиках кристалла с δ-слоем проявляются свойства самого δ-слоя без какого-либо ощутимого вклада свойств прилегающих λ-областей. Рост сопротивления этих областей с понижением температуры происходит столь стремительно, что достаточно опуститься по температуре по сравнению с T^* на несколько градусов, чтобы сопротивление λ-областей оказалось на порядок выше, чем сопротивление δ-слоя.

По ряду признаков проводимость λ-областей в температурной области II имеет прыжковый характер. Об этом свидетельствует вполне приемлемая аппроксимация начальной области кривых МС зависимостью $R(H) \propto \exp(\alpha H^2)$ и характерный пик на температурных зависимостях холловского напряжения (рис. 5), проявляющийся при переходе от зонной проводимости к прыжковой [22]. В формировании прыжковой проводимости λ-областей определенную роль может играть возможная «размытость» δ-слоя, т.е. существование «выступающих» атомов, число которых на единичной площади определяется (но не связано однозначно) концентрацией атомов сурьмы в δ-слое.

С понижением температуры в начальном температурном интервале области II проводимость λ-областей является, по нашим предположениям, прыжковой с переменной длиной прыжка [22]. Здесь магнитосопротивление демонстрирует при малых магнитных полях участок с отрицательными значениями (рис. 3, кривая 6, рис. 4,*a*, кривые *1–4*). Отрицательное МС в условиях прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка предсказано в [23, 24]; в работах [25, 26] отрицательное МС, подобное изображенному на рис. 3, 4,*a*, было обнаружено для кристаллов GaAs с $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоями и объяснено с использованием представлений о прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка.

3. Поведение сопротивления, магнитосопротивления и коэффициента Холла образцов A, B и C с изменением температуры в области I удалось успешно описать в рамках представлений о проявлении эффектов слабой локализации электронов и электрон-электронного взаимодействия в двумерной системе [10–13]. Для этих образцов при температурах ниже 20 K вклад проводимости прилегающих к δ-слою областей полупроводника оказывается, как отмечалось, экспоненциально малым по сравнению с проводимостью самого δ-слоя. Точно так же исчезающе малым становится положительное МС, присущее прилегающим λ-областям.

Подробному изложению результатов исследования проявления эффектов СЛ и ЭЭВ в проводимости δ-слоев Sb в эпитаксиальном Si посвящена следующая часть настоящей работы (II).

Заключение

Полученная в широком интервале температур полная картина изменения кинетических характеристик эпитаксиальных кристаллов Si с δ-слоями, содержащими различную поверхностную концентрацию атомов сурьмы, позволила определить область температур, в которой проявляются свойства самого δ-слоя. В этой области зависимости сопротивления δ-слоя от температуры и магнитного поля успешно описываются при учете совместного влияния эффектов слабой локализации электронов и электрон-электронного взаимодействия в двумерной системе. При более высокой температуре в проводимости кристаллов с δ-слоями доминируют процессы транспорта электронов в прилегающих к δ-слою областях полупроводникового кристалла. Они демонстрируют свойственные легированным полупроводникам области прыжковой проводимости, активации примесных носителей и включение процессов рассеяния на акустических фононах в условиях истощения донорных центров.

Настоящее исследование поддержано грантом INTAS-93-1403-ext.

1. А.Я.Шик, *ФТП* **26**, 1161 (1992).
2. A. Zrenner, H. Reisinger, F. Koch, K. Ploog, and J. C. Maan, *Phys. Rev.* **B33**, 5607 (1986).
3. P. M. Koenraad, A. C. L. Heessels, F. A. P. Blom, J. A. A. J. Pekenboom, and J. H. Wolter, *Physica* **B184**, 221 (1993).
4. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Д. И. Лубышев, В. П. Мигаль, В. Н. Овсюк, В. В. Преображенский, С. И. Стенин, *ФТТ* **30**, 3148 (1988).
5. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
6. P. W. Anderson, E. Abrahams, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
7. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 514 (1979).
8. B. L. Altshuler, D. E. Khmel'nitskii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, *Phys. Rev.* **B 22**, 5142 (1980).
9. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
10. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981).
11. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, in: *Electron–Electron Interaction in Disordered Systems. Modern Problems in Condensed Matter Science*, A. L. Efros and M. P. Pollak (eds.), Amsterdam: North-Holland Publ. (1985) vol. 10.
12. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 287 (1985).
13. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, M. E. Gershenzon, and Yu. V. Sharvin, *Sov. Sci. Rev* **A9**, p. 223, Schur. (Switzerland) Harwood Acad. Publ. Gmbh (1987).
14. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Д. И. Лубышев, В. П. Мигаль, А. Г. Погосов, *ФТП* **25**, 601 (1991).
15. N. L. Mattey, T. E. Whall, R. A. Kubian, and M. J. Kearney, *Semi. Sci. Technol.* **7**, 604 (1992).
16. Вит. Б. Красовицкий, О. Н. Макаровский, О. А. Миронов, Т. Э. Волл, Н. Мэтью, *ФНТ* **21**, 833 (1995).
17. R. G. Biswas, T. E. Whall, N. L. Mattey, S. M. Newstead, E. H. C. Parker, and M. J. Kearney, *J. Phys. Condens Matter.* **5**, L201 (1993).
18. A. A. van Gorkum, K. Nakagawa, and Y. Shiraki, *J. Appl. Phys.* **65**, 248 (1989).
19. H. P. Zeindl, T. Wegehaupt, I. Eisele, H. Oppolser, H. Reisinger, G. Tempel, and F. Koch, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1164 (1987).
20. F. Bassani, G. Iadonisi, and B. Preziosi, *Rep. Progr. Phys.* **37**, 1099 (1974).
21. B. Lax and J. G. Mavroides, *Phys. Rev.* **100**, 1950 (1955).
22. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
23. В. Л. Нгуен, Б. З. Спивак, Б. И. Шкловский, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 35 (1985); ЖЭТФ 89, 1770 (1985).
24. M. E. Raikh, *Solid State Commun.* 75, 935 (1990).
25. Qiu-yi Ye, B. I. Shklovskii, A. Zrennen, F. Koch, and K. Ploog, *Phys. Rev.* **B41**, 8477 (1990).
26. M. E. Raikh, J. Czingon, Qiu-yi Ye, and F. Koch, *Phys. Rev.* **B45**, 6015 (1992).

Peculiarities of electronic properties of δ⟨Sb⟩ layers in epitaxial Si. I. General physical pattern

V. Yu. Kashirin, Yu. F. Komnik, Vit. B. Krasovitsky, O. A. Mironov, O. N. Makarovsky, C. J. Emeleus, and T. E. Whall

The variation of electronic kinetic characteristics (conductivity, magnetoresistance, Hall emf) with temperature has been studied over a temperature range 1.6–300 K in epitaxial Si crystals involving δ⟨Sb⟩ layer with a different sheet concentration of Sb doping atoms. It has been established for the first time that at the temperatures above 30 K the properties of these samples reflect the behavior of electrons not only in the very δ-layer but also in the adjacent regions showing the alloyed semiconductor properties with a clearly defined temperature region of exponential variation of resistance with inverse temperature.