

06;12

Нелинейные вольт-амперные характеристики крестообразных микроструктур из тонких пленок висмута

© А.И. Ильин, А.И. Апаршина, С.В. Дубонос, Б.Н. Толкунов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

Поступило в Редакцию 22 декабря 1998 г.

Уменьшение остаточного давления газов до 10^{-6} Па при напылении пленок висмута приводит к появлению в них "металлической" зависимости проводимости при низких температурах. Проводимость крестообразных микроструктур из таких пленок проявляет свойства электронного баллистического транспорта в двумерных системах.

Висмут, обладая большой естественной длиной свободного пробега электронов, является перспективным материалом для исследования квантовых электрических и магнитных явлений. Именно на висмуте были открыты эффекты де Гааза–Ван Альфена и Шубникова–де Гааза, а также квантовые эффекты в мезоскопических тонкопленочных проводниках [1]. Однако в отличие от образцов, изготовленных из массивных кристаллов, в пленках висмута толщиной 20–100 nm при понижении температуры до 4.2 К сопротивление растет, увеличиваясь по сравнению с комнатной температурой иногда в несколько раз. Такие пленки не позволяют в наноструктурах использовать природные преимущества висмута перед другими материалами. В то же время известно, что при некоторых условиях получения длина свободного пробега электронов в микроструктурах при 4.2–100 К достигает 1500 nm [2,3]. Микроструктуры из пленок металлов и полуметаллов с такими большими длинами свободного пробега электронов пригодны для исследования баллистического транспорта и квантовых электрических явлений. Однако для реализации такой возможности необходимы исследования электропроводности из пленок висмута в зависимости от условий получения подобно тому, как это происходило, например, в гетероструктурах на основе материалов A_3B_5 , где интенсивные многолетние комплексные

исследования механизмов роста и связи реальной структуры с электронными свойствами привели к достижению подвижности электронов и электропроводности, близких к теоретическим. В данной работе представлены результаты исследования зависимости электросопротивления и вольт-амперных характеристик (ВАХ) микроструктур из пленок висмута в зависимости от условий получения пленок в высоком вакууме и технологии изготовления самих микроструктур.

В качестве исходного использовали заводской висмут марки ВИ-0000 с содержанием основного материала не менее 99.9999% после обезгаживания и переплавки в вакууме 10^{-8} Па. Пленки висмута толщиной 40–60 nm получали термическим испарением в вакууме с разными остаточными давлениями газов в процессе напыления — от 10^{-3} до 10^{-6} Па со скоростью 1.5–3 nm/min на предварительно очищенную кислородной плазмой поверхность SiO_2 или нитрида кремния Si_3N_4 на кремнии. Давление остаточных газов перед напылением было не хуже 10^{-8} Па. Кроме того, непосредственно перед напылением образцов через шаблон заготовки отжигали 2 h при 200°C в той же камере в сверхвысоком вакууме. При изготовлении микроструктур с использованием электронной литографии методом "lift off" температура отжига перед напылением составляла 100°C . Микроструктуры, изготовленные напылением через шаблон, имели ширину рабочей части $300\ \mu\text{m}$, а с использованием электронной литографии — $0.2\text{--}2\ \mu\text{m}$. Для сравнительной оценки влияния свободных поверхностей на электронный транспорт в микроструктурах, изготовленных с помощью литографии, на каждом образце делали дорожки с разной шириной. Измерения электрического сопротивления в температурном интервале 4.2–298 K были выполнены с помощью цифрового вольтметра при плотностях тока не более $10^3\ \text{A}/\text{cm}^2$ дифференциальным усилителем с входным сопротивлением $10^3\ \Omega$.

С целью получения образцов для просвечивающей электронной микроскопии (ПЕМ) подложки перед напылением подвергали одностороннему сквозному анизотропному травлению до образования мембран из SiO_2 толщиной 100 nm на одной из сторон кремниевой пластины. Исследование структуры пленок проводили методом электронно-микроскопического анализа с использованием светлопольного и темнопольного изображений [4].

На рис. 1 приведены результаты измерения температурной зависимости электросопротивления микроструктур висмута толщи-

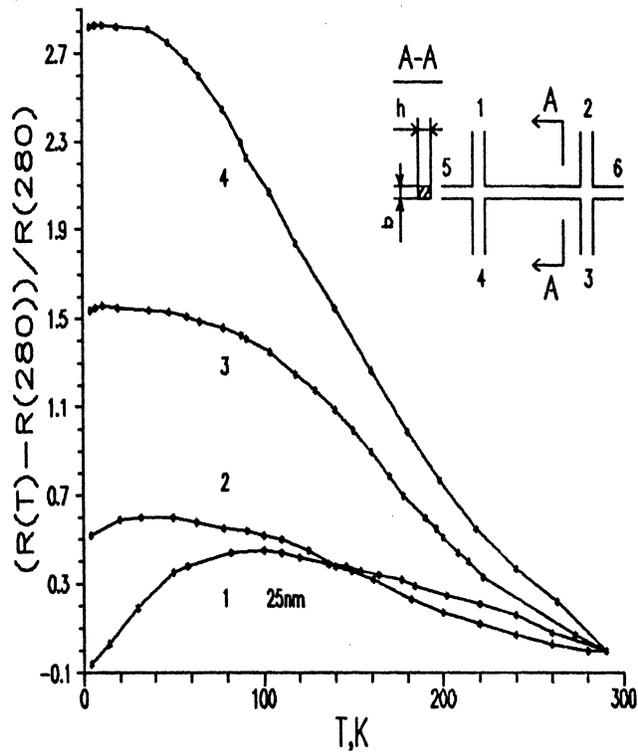


Рис. 1. Температурная зависимость относительного электросопротивления в структурах пленок висмута с шириной рабочей части дорожек $300 \mu\text{m}$, полученных при разном остаточном давлении газов методом осаждения через шаблон на подложку с температурой $80\text{--}100^\circ\text{C}$: 1 — 10^{-6} Pa, $h = 25$ nm; 2 — 10^{-6} Pa, $h = 60$ nm; 3 — 10^{-4} Pa, $h = 60$ nm; 4 — $> 10^{-3}$ Pa, $h = 60$ nm. В углу, на схеме образца: h — толщина пленки; b — ширина рабочей части дорожек.

ной $25\text{--}100$ nm, выращенных при разных остаточных давлениях газов в камере сверхвысоковакуумной установки: от 10^{-3} до 10^{-6} Pa способом напыления через шаблон на подложку с температурой $80\text{--}110^\circ\text{C}$. При высоких давлениях остаточных газов электросопротивление пленок возрастает с понижением температуры (рис. 1, кривая 4), приводя

к активационной зависимости от температуры, характерной для полупроводниковых материалов и диэлектриков. Качественно похожая зависимость получается при выращивании пленок при вакууме 10^{-4} Pa (рис. 1, кривая 3). Однако для субмикронных пленок, полученных при более высоком вакууме (рис. 1, кривые 1, 2), зависимость электросопротивления от температуры имела немонотонный характер — при низких температурах происходило уменьшение электросопротивления, причем сильнее для более тонких пленок (рис. 1, кривая 1). Подобный характер температурной зависимости электросопротивления пленок наблюдали также при напылении висмута на ацетатный лак или слюду [2]. В последнем случае осаждение висмута на кристаллическую плоскость (00.1) слюды вызывало образование эпитаксиальных пленок с плоскостью (00.1)_{Ві}, параллельной подложке, и размером зерна до $3 \mu\text{m}$. Однако падение относительного сопротивления не было таким сильным, как в настоящей работе, по-видимому, из-за более высокого давления остаточных газов в процессе напыления пленки, составлявшего не менее 10^{-4} Pa, тогда как из рис. 1 видно, что для увеличения электропроводности необходим более высокий вакуум. Возможно, вклад в увеличение электропроводности тонких пленок, полученных на горячей подложке, вносят также границы совпадения, на которых общие для соседних зерен атомы передают трансляционную периодичность решетки на границах раздела зерен в пленках висмута практически без искажения [5]. По-видимому, адсорбция примесей на таких границах также меньше, чем на произвольных границах так называемого "общего типа". Явление образования крупнозернистой структуры в пленках имеет достаточно общий характер и происходит, по-видимому, в результате уменьшения энергии системы — "пленка-подложка", поскольку такую структуру наблюдали также в золоте, серебре, алюминии и некоторых других металлах на окисленном кремнии [6,7]. Учитывая важную роль границ зерен, свободной поверхности и поверхности раздела пленка-подложка в рассеянии электронов проводимости в пленках, представление о структуре пленок висмута можно составить, зная общий характер формирования на SiO_2 структуры пленок из металлов с более высокими температурами плавления (Au, Ag, Al), чем у Ві, поскольку их структура меньше деградирует с процессе приготовления на поперечном срезе образцов для ПЭМ. К примеру, пленка алюминия толщиной до 100 nm представлена монокристаллическими зернами, проросшими на всю толщину, без особенностей вблизи поверхности раздела с

подложкой из SiO_2 и неровностями на свободной поверхности [8]. По-видимому, следует считать такими же по структуре поперечного среза и пленки висмута, имеющие размер зерна в плоскости пленки $0.2\text{--}0.4\ \mu\text{m}$.

По режимам, обеспечивающим получение пленок висмута с высокой электропроводностью при низких температурах, были изготовлены образцы с шириной токопроводящих дорожек $2, 0.5, 0.3, 0.2\ \mu\text{m}$ при использовании электронной литографии. Оценки средней длины свободного пробега электронов (l), полученные на этих образцах после расчета в них удельного электросопротивления (r) между пересечениями рабочих дорожек (на рис. 1, например, контакты $1, 2$), с использованием формулы (1):

$$l = m^* v / n e^2 r, \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса электрона, e — заряд электрона, n — концентрация зарядов, v — средняя скорость электронов, дают значение $0.2\ \mu\text{m}$ при средней величине удельного электросопротивления $r \sim 900\ \mu\Omega \cdot \text{cm}$ (температурная зависимость r соответствует кривой 3 на рис. 1), в то время как такая же оценка для лучших образцов с $r \sim 200\ \mu\Omega \cdot \text{cm}$, изготовленных с использованием напыления через шаблон, дает величину порядка $1\ \mu\text{m}$ (для кривой 2 или 1 на рис. 1). Такое расхождение удельных электросопротивлений при разных технологиях получения структур возможно, как было отмечено выше, при высокой чувствительности электропроводности пленок висмута к примесям, загрязнение которыми можно ожидать, в более сложной технологии изготовления микроструктур, использующей электронную литографию, в процессе которой дополнительно (по сравнению со способом получения микроструктур напылением через шаблон) вносятся в пленку как дефекты структуры, так и примеси.

Измерения ВАХ в микроструктурах проводили на мостиках между пересечениями токопроводящих дорожек (контакты $1\text{--}2, 3\text{--}4$ — потенциальные, $5\text{--}6$ — токовые на вставке рис. 1), а также на пересечениях, принимая пару соседних контактов за потенциальные, а противоположную пару за токовые (на рис. 1, например $1\text{--}5$ и $4\text{--}6$) поочередно на всех соседних концах пересечения. При ширине токопроводящих дорожек 300 и $2\ \mu\text{m}$ на пересечениях, а также между ними ВАХ всегда представляли собой прямые линии, что удовлетворяло закону Ома $u = i \cdot R$, где u — напряжение, i — электрический ток, R — сопротивление микроструктуры. По результатам измерения ВАХ на пересечениях

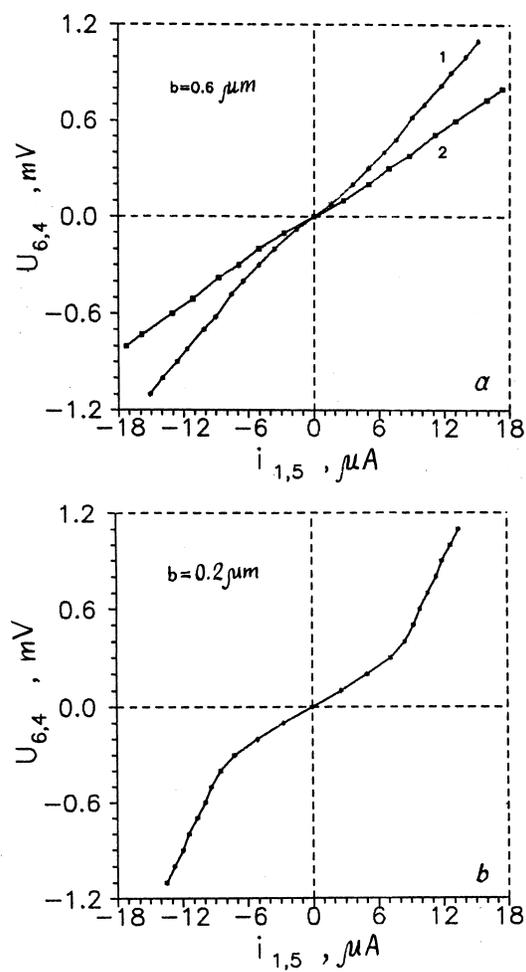


Рис. 2. ВАХ микроструктур с разной шириной токопроводящих дорожек. Кривая 1 на рис. 2,а и кривая на рис. 2,б получены при 4.2 К; кривая 2 на рис. 2,а — при 77 К.

рассчитывали значения изгибного сопротивления R для всех соседних контактов. Таким образом, в результате получалось четыре значения R для каждого пересечения. Причем оказалось, что при симметричной форме пересечения разброс значений изгибного сопротивления при смене потенциальных выводов на токовые не превышал 2–3% и совпадал с конечной точностью самих измерений. Поскольку технология изготовления микроструктур допускает разброс заданной ширины рабочей части дорожек, постольку из 20–30 пересечений с шириной дорожек меньше $2 \mu\text{m}$, которые были измерены, конкретные значения ширины каждой дорожки были разными из интервала $0.17\text{--}0.7 \mu\text{m}$. Половина измерений была выполнена на структурах с золотыми контактными площадками, а другая половина — с площадками из хрома, поскольку оказалось, что висмут к нему имеет лучшую адгезию. При температуре жидкого гелия около половины микроструктур независимо от материалов контактов имели нелинейные ВАХ. На рис. 2, *a* линией 1 и 2 представлены ВАХ микроструктуры с шириной рабочей части дорожки $b = 0.6 \mu\text{m}$, измеренные при 4.2 и 77 К соответственно, а кривая на рис. 2, *b* иллюстрирует максимальный изгиб ВАХ на одной из структур при 4 К и $b = 0.2 \mu\text{m}$.

Уменьшение тангенса угла наклона ВАХ вблизи нуля на рис. 2, очевидно, нельзя объяснить с использованием закона Ома. Подобные изменения ВАХ удавалось наблюдать в монокристаллических полупроводниковых гетероструктурах с длинами свободного пробега электронов, превышающими размеры самих структур [9]. Средний размер зерна пленок висмута, равный $0.2\text{--}0.4 \mu\text{m}$, сопоставим с шириной рабочей части дорожек крестообразных микроструктур. Поэтому рабочую часть дорожки можно рассматривать состоящей по ширине из 1–2 монокристаллов с разной ориентировкой относительно подложки. Сопоставимая величина размера монокристаллических сегментов с шириной дорожек должна изменять изгибное сопротивление в зависимости от кристаллографической ориентировки, размера монокристаллов и структуры границы между ними. В то же время при баллистическом транспорте электронов через крестообразное пересечение дорожек изгибное сопротивление может быть выражено формулой, которая допускает изменение R до отрицательных значений [9], чего, однако, не наблюдали в настоящей работе, видимо, по причине диффузионно-баллистического, а не баллистического движения электронов. Диффузионно-баллистический характер движения электронов подтверждается также уменьшением

изгиба ВАХ с повышением температуры до 77 К (рис. 2, а). Однако для полного понимания нелинейности ВАХ в пленках висмута необходимы дополнительные эксперименты для определения плотности и подвижности носителей заряда.

Таким образом, в представленной работе достигнуты значения длин свободного пробега электронов при технологии напыления висмута через шаблон в сверхвысоком вакууме до величины $1 \mu\text{m}$, а с использованием электронной литографии — до $0.2\text{--}0.3 \mu\text{m}$, что позволило наблюдать нелинейные ВАХ в крестообразных микроструктурах полуметаллического висмута в результате реализации диффузионно-баллистического движения электронов.

Список литературы

- [1] *Петрашов В.Т.* // Микроэлектроника. 1994. Т. 23. В. 5. С. 3.
- [2] *Комник Ю.Ф., Бухитаб Е.И., Никитин Ю.Б.* и др. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 669.
- [3] *Pin A.I., Andreeva A.B., Tolkunov B.N.* // J. of Advanced Mater. 1996. V. 3(1). P. 33.
- [4] *Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков А.Ю.* Рентгено-графический и электроно-графический анализ металлов. М., 1963. С. 206–215.
- [5] *Ильин А.И., Андреева А.В.* // ФММ. 1995. Т. 80. В. 2. С. 132.
- [6] *Thompson C.V., Floro J.E.* // J. Appl. Phys. 1990. V. 67(9). P. 4099.
- [7] *Wong C.C., Smith Y.I., Thompson C.V.* // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. P. 335.
- [8] *Ильин А.И., Гликман Е.Е., Старков В.В.* и др. // Поверхность. 1991. Т. 4. С. 77.
- [9] *Yirayanoa Y., Saku T., Narucha S.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58(23). P. 2672.