

Особенности туннельной проводимости пленок двумерно упорядоченного линейно-цепочечного углерода

В. В. Хвостов, И. П. Иваненко¹⁾, О. А. Стрелецкий, Н. Д. Новиков, В. Г. Якунин, Н. Ф. Савченко

Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 ноября 2012 г.

После переработки 11 января 2013 г.

Методом туннельной спектроскопии исследованы пленки двумерно-упорядоченного линейно-цепочечного углерода с разными толщинами (50 и 500 нм). Обнаружена осцилляционная зависимость дифференциальной проводимости исследуемых структур. Полученные результаты интерпретируются с использованием модели образования волн зарядовой плотности на регулярных изгибах структуры линейно-цепочечного углерода.

DOI: 10.7868/S0370274X13040085

Приоритетным направлением развития науки и техники в настоящее время является твердотельная электроника, лежащая в основе разнообразных направлений техники (энергетика, приборостроение, видеотехника, светотехника и т.д.). Твердотельная электроника основывается на свойствах традиционных легированных полупроводников и гетероструктур.

В результате возрастающих требований к миниатюризации элементной базы размеры основного элемента микроэлектроники, которым в настоящее время является структура металл–окисел–полупроводник (МОП), приблизились к предельным минимальным значениям порядка 30 нм (например, длина канала проводимости). Дальнейшее уменьшение размеров канала приводит к квантовым эффектам, нарушающим принципы работы традиционной полупроводниковой электроники. Квантовые эффекты – это процессы туннелирования, надбарьерной эмиссии и электрический пробой Зинера.

В связи с этим представляются чрезвычайно актуальными исследования, направленные на создание альтернативных материалов и устройств на их основе, способных обеспечить дальнейший рост производительности интегральных микросхем за счет как собственных нетривиальных электрофизических свойств материалов, так и создания на их основе приборов, работающих на принципиально новых физических эффектах.

Один из возможных подходов к решению этой задачи предложен в работе [1]. Однако, как пока-

зали теоретические и экспериментальные исследования, одноэлектронная проводимость реализуется при комнатной температуре при размерах элемента до 5 нм, что при использовании современных технологий недостижимо.

Более реальным для создания электроники нового поколения является использование новых материалов, обладающих высокой подвижностью электронов. Наиболее перспективным среди них является углерод [2], поскольку его атомы могут организовываться в структуры любой размерности (1D, 2D и 3D).

Одной из наиболее перспективных форм углерода является линейно-цепочечный углерод (ЛЦУ) [3]. Пленки ЛЦУ представляют собой двумерно-упорядоченные цепочки углеродных атомов, ориентированные перпендикулярно подложке и поверхности пленки. Одномерный характер структуры ЛЦУ определяет высокую анизотропию электрической проводимости (вдоль и поперек цепочек) порядка 10^6 .

В данной работе исследовались пленки ЛЦУ, полученные методом низкотемпературной ионно-плазменной технологии [4]. Результаты изучения структуры и электрофизических свойств этих пленок изложены в работах [3, 5].

Целью работы являлось исследование транспортных свойств пленок ЛЦУ методом туннельной спектроскопии (ТС). Изучались гетероструктуры Ag–пленка ЛЦУ с толщинами пленок ЛЦУ 50 и 500 нм.

Для изучения инжекционных и транспортных процессов в гетероструктурах туннельная спектроскопия является весьма информативной. Метод ТС основан на явлении туннелирования электронов че-

¹⁾e-mail: ivanenko@cryolab.ru

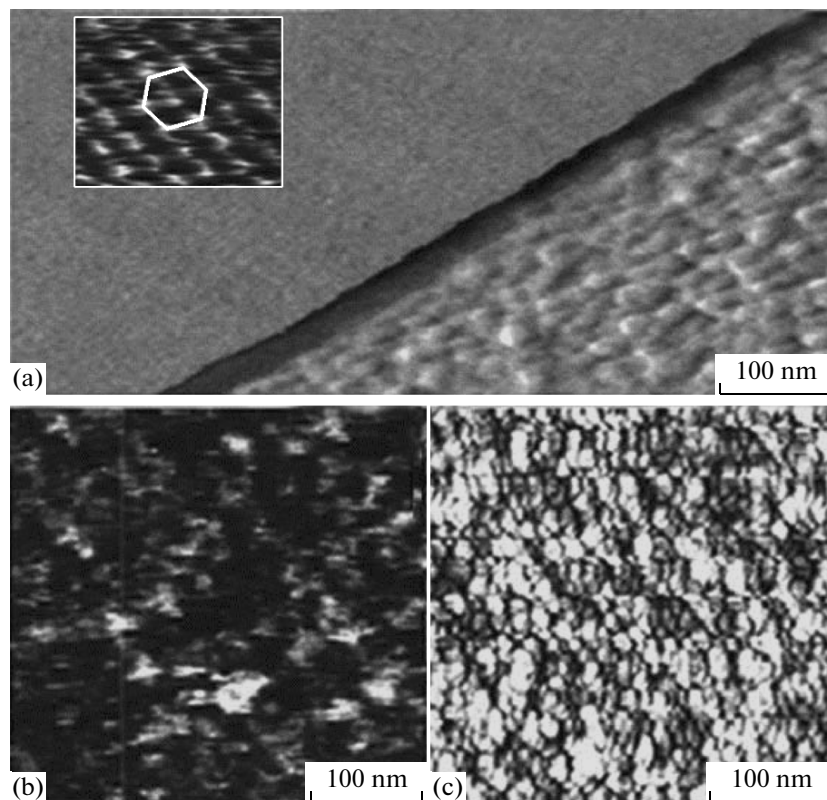


Рис. 1. (а) – АСМ-изображение пленки ЛЦУ и подложки из Ag. (б) – СТМ изображение пленки ЛЦУ. (с) – СТМ изображение пленки Ag

рез потенциальный барьер между металлическим зондом и поверхностью образца в приложенном электрическом поле. Величина туннельного тока определяется в первую очередь коэффициентом прозрачности барьера (расстоянием до поверхности и приложенным напряжением). Кроме того, на величину проводимости влияют транспортные свойства пленки, которые определяются плотностью состояний и подвижностью электронов в зоне проводимости пленки [6, 7].

Исследования пленок ЛЦУ проводились на микроскопе FemtoScan [8] в атомно-силовом (контактном) режиме и в режиме туннельной спектроскопии. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись при фиксированном положении зонда в одной точке. Полученные с помощью туннельной спектроскопии ВАХ обрабатывались с использованием программы Origin 8.0. Обработка включала усреднение по 10 экспериментальным ВАХ, программное сглаживание усредненной зависимости и ее дифференцирование. В результате были получены дифференциальные проводимости исследуемых структур.

На рис. 1а приведено изображение, полученное в режиме атомно-силовой микроскопии (АСМ), плен-

ки ЛЦУ толщиной 27 нм, напыленной на пленку серебра толщиной 30 нм. Атомно гладкая поверхность соответствует пленке ЛЦУ. Справа показано изображение, характерное для островковой пленки серебра. На вставке к рис. 1а приведено увеличенное изображение участка пленки ЛЦУ, полученное в АСМ. Хорошо видно, что цепочки углерода имеют взаимно параллельную ориентацию перпендикулярно к подложке и выстроены в гексагональную плотноупакованную структуру. Светлые точки соответствуют крайним атомам углеродной цепочки, расстояние между которыми составляет приблизительно 0.5 нм.

На рис. 1б и с представлены полученные в режиме туннельной микроскопии изображения пленки ЛЦУ (рис. 1б) и пленки серебра (рис. 1с) в одном масштабе. Видно, что изображение в туннельном режиме подложки фактически совпадает с результатом АСМ, а изображение пленки в туннельном режиме не имеет с ним ничего общего, но хорошо соответствует изображению подложки (характерный размер структуры примерно отвечает островкам серебра). Отсюда следует, что пленка ЛЦУ толщиной 27 нм является прозрачной для электронов, формирующих это изображение. Это можно объяснить баллисти-

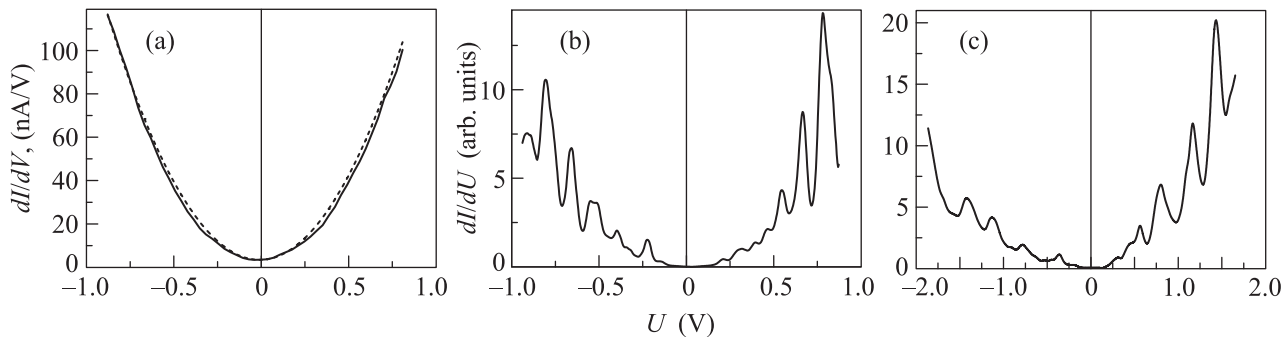


Рис. 2. Дифференциальные ВАХ. (а) – Снятая на участке подслоя Ag без пленки. (b), (c) – Характеристики пленок ЛЦУ толщиной 50 и 500 нм на подложке Ag

ческой проводимостью исследуемой пленки (длина свободного пробега электрона превышает толщину пленки).

На рис. 2 представлены дифференциальные ВАХ исследуемых пленок толщиной 50 нм (b) и 500 нм (c), напыленных на подслоя Ag, а также характеристики, полученные на участке подслоя без пленки (a).

В общем случае плотность туннельного тока описывается классической формулой Симмонса (John G. Simmons) [9]:

$$J = \frac{\alpha}{\delta_z^2} [\bar{\varphi} \exp(-A\delta_z\sqrt{\bar{\varphi}}) - (\bar{\varphi} + eV) \exp(-A\delta_z\sqrt{\bar{\varphi} + eV})], \quad (1)$$

где $\alpha = \frac{e}{4\pi^2\beta^2\hbar}$; $\bar{\varphi}$ – среднее значение потенциального барьера, отсчитанное от уровня Ферми отрицательно заряженного электрода; β – поправочный коэффициент; $A = 2\beta\sqrt{2m/\hbar^2}$.

Для интерпретации экспериментальных результатов использование общей формулы затруднительно. Поэтому Симмонс предложил три приближенных варианта [9, 10].

1. Для случая малого по сравнению с работой выхода поверхности приложенного напряжения

$$J = \frac{\gamma\sqrt{\bar{\varphi}}V}{\delta_z} \exp(-A\delta_z\sqrt{\bar{\varphi}}). \quad (2)$$

В этом случае дифференциальная проводимость не зависит от приложенного напряжения.

2. Для случая соизмеримого с работой выхода приложенного напряжения

$$J = \frac{\gamma\sqrt{\bar{\varphi}}}{\delta_z} \exp(-A\delta_z\sqrt{\bar{\varphi}})(V + \sigma V^3), \quad (3)$$

где $\sigma = \frac{(Ae)^2}{96\bar{\varphi}\delta_z^2} - \frac{Ae^2}{32\delta_z\bar{\varphi}^{3/2}}$.

3. Для случая высокого приложенного напряжения

$$J = \frac{e^3F^2}{8\pi^2\hbar\beta^2\varphi_1} \exp\left(-\frac{2\beta\sqrt{2m}\varphi_1^{3/2}}{e\hbar F}\right) \quad (4)$$

(экспоненциальная зависимость дифференциальной проводимости от приложенного напряжения).

Наши экспериментальные условия соответствуют второму случаю. Это наглядно демонстрирует рис. 2а, где пунктиром показана расчетная парабола.

На рис. 2b и c показаны дифференциальные ВАХ после вычета параболической зависимости согласно формуле (2). В результате этого осцилляции на кривой дифференциальной проводимости проявляются более ярко. Во всех случаях ВАХ практически симметричны. Это означает отсутствие перераспределения зарядов и образования контакта Шоттки на границе Ag–ЛЦУ.

Обнаруженные осцилляции дифференциальной проводимости при комнатной температуре являются неожиданным фактом. Для всех толщин исследуемых пленок отчетливо наблюдаются осцилляции дифференциальной проводимости с примерно одинаковым периодом для каждой структуры. Период вычислен путем усреднения по всем пикам. При этом амплитуда осцилляций максимальна для пленки толщиной 500 нм. Период осцилляций примерно в 5 раз превышает тепловую энергию при 300 К.

Аналогичные осцилляции дифференциальной проводимости в углеродных и полупроводниковых структурах наблюдались в работах [11–13]. В работе [11] осцилляции дифференциальной проводимости интерпретировались на основе механизма одно-электронной проводимости (кулоновской блокады) в системе диэлектрической углеродной матрицы с нанокластерами меди. В работах [12, 13] они объяснялись возникновением двумерных волн заря-

довой плотности (ВЗП) на поверхности, связанных с реконструкцией поверхности.

В нашем случае пленка ЛЦУ не содержит примесей металла (содержание углерода 98/100), что означает невозможность образования нанокластеров металла и реализации эффекта кулоновской блокады. Двумерной ВЗП также не может возникнуть, поскольку расстояние между соседними цепочками (0.5 нм) велико для образования химической связи между ними. В одномерных структурах, как показано в работе [14], возможна стабилизация структуры при формировании регулярных изгибов вдоль цепочки, благодаря которым возникает зарядовая волна в цепочке с характерным расстоянием, соответствующим длине линейного фрагмента. В работе [15] было показано, что проводимость в 1D-цепочках имеет осциллирующий характер и в случае цепочек из углеродных атомов зависит от числа атомов в цепочке. Авторы объясняют осцилляционный вид проводимости образованием в цепочке одномерных стоячих волн. В нашем случае осцилляции дифференциальной проводимости можно интерпретировать этим же механизмом.

В ЛЦУ период стоячей волны должен коррелировать с длиной линейного фрагмента, образующего сверхрешетку: амплитуда волновой функции электронов проводимости на изгибах цепочки должна иметь нулевое значение. В таблице приведены сред-

Значения периода осцилляций, расчетные значения длины волны де Бройля λ_D и длины линейного фрагмента d в цепочке

Толщина пленки, нм	Средние значения периода осцилляций, В	λ_D , нм	d , нм
50	0.135	3.3	1.65
500	0.383	2.0	1.0

ние значения периодов осцилляций для пленок указанных толщин. В этой же таблице представлены расчетные значения длин волн де Бройля, соответствующих среднему значению периода осцилляций для разных толщин пленок, рассчитанные по формуле

$$\lambda[\text{Å}] = \frac{12.25}{E[\text{В}]^{1/2}}. \quad (5)$$

Поскольку длина линейного фрагмента цепочки должна быть равна полуволне де Бройля (см. рис. 3), из полученных результатов можно оценить длину линейного фрагмента. В последнем столбце таблицы приведены рассчитанные значения длин линейных фрагментов цепочки. Если считать среднее расстояние между атомами углерода в кумуленовой цепочке равным 0.128 нм, то этим длинам будет соответ-

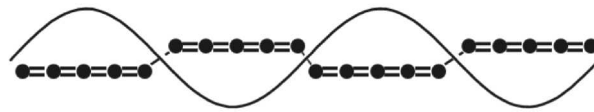


Рис. 3. Углеродная цепочка из четырех линейных фрагментов

ствовать число атомов в линейном фрагменте 13 и 8 для пленок толщиной 50 и 500 нм соответственно. Отсюда следует, что увеличение толщины пленки до 500 нм приводит к уменьшению длины линейного фрагмента в 1.65 раза. Это означает, что число изгибов в цепочке увеличивается. Следовательно, увеличивается и поперечная проводимость пленок ЛЦУ за счет механизма прыжковой проводимости. Полученный результат хорошо согласуется с измерениями поперечной проводимости пленок ЛЦУ, проведенными в работе [16]. В ней было показано, что при увеличении толщины пленки ЛЦУ от 100 до 150 нм поперечная проводимость возрастает на порядок.

1. К. К. Likharev, Proc. IEEE **87**, 606 (1999).
2. А. Ф. Александров, Нанотехнологии: разработка, применение **1**, 3 (2010).
3. V. G. Babaev, M. B. Guseva, N. D. Novikov et al., *Carbon Material with a Highly Ordered Linear-Chain Structure*, in *Polyynes Synthesis, Properties, and Applications* (ed. by F. Cataldo), 2006, p. 219.
4. Патент US6.355.350B1 Tetracarbon 2002.
5. В. Г. Бабаев, М. Б. Гусева, Н. Ф. Савченко и др., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **3**, 16 (2004).
6. K. S. Nakayama, M. G. Alemany, T. Sugano et al., Phys. Rev. B **73**, 035330 (2006).
7. Z. Klusek, P. Kowalczyk, P. Byszewski et al., Vacuum **63**, 145 (2001).
8. <http://www.nanoscopy.net/rus/>
9. J. G. Simmons, J. Appl. Phys. **34**, 1793 (1963).
10. J. G. Simmons, J. Appl. Phys. **34**, 238 (1963).
11. Т. К. Звонарева, В. И. Иванов-Омский, В. В. Розанов, Л. В. Шаронова, Физика и техника полупроводников **35**(12), 1460 (2001).
12. N. S. Maslova, S. I. Oreshkin, V. I. Panov, and S. V. Savinov, JETP Lett. **67**(2), 25 (1998).
13. N. S. Maslova, V. N. Moiseev, and S. V. Savinov, Pis'ma v ZhETF **58**(7), 524 (1993).
14. R. B. Heimann, J. I. Kleiman, and N. M. Salansky, Nature Lett. **306**, 164 (1983).
15. E. G. Emberly and G. Kirczenow, Phys. Rev. B **60**, 6028 (1999).
16. Yu. E. Prazdnikov, L. S. Lepnev, N. D. Novikov, and A. D. Bozhko, Journal of Russian Laser Research **26**(3), 245 (2005).