

Размерные эффекты статической проводимости в тонких пленках тантала

О.А.Новодворский¹, О.Д.Храмова¹, К.Венцель², Й.В.Барта²

Исследован размерный эффект статической проводимости в тонких пленках тантала при импульсном лазерном осаждении в вакууме. Обнаружена осциллирующая зависимость удельного сопротивления от толщины с периодом 5 нм для α -Ta и 5,6 нм для β -Ta, которая трактуется как квантовый размерный эффект в тонких пленках тантала.

Введение

В микроэлектронике наметилась устойчивая тенденция к уменьшению размеров устройств и увеличению в них плотности соединительных линий. Поэтому происходит замена алюминиевых линий на медные и замена оксид/нитридных диэлектриков на диэлектрики с более низкой диэлектрической проницаемостью [1]. Необходимость замены алюминиевых линий на медные вызвала появление работ, исследующих поведение удельных параметров тонкопленочных медных проводников при толщинах, близких к длине свободного пробега электрона в меди (39 нм), с целью выяснения перспектив применения в микросхемах медных проводников с размерами меньше длины свободного пробега [2].

Однако, вследствие высокой подвижности меди в металлах и полупроводниках необходимо предотвращать диффузию меди в кремний и оксид кремния. Поэтому применение медной технологии приводит к необходимости создания устойчивых диффузионных барьеров, которые должны полностью со всех сторон покрывать медный проводник. К настоящему времени предложены различные технологии применения тантала, как одного из самых перспективных материалов для создания барьеров. Известны две кристаллические фазы тантала: объемно

центрированная кубическая (α -Ta) и тетрагональная (β -Ta). Физические свойства α -Ta — высокая электропроводность ($\rho=13$ мкОм·см), химическая стойкость, низкий коэффициент диффузии, — делают его хорошим материалом для покрытий. Скорость диффузии меди в β -Ta ($\rho=160-180$ мкОм·см) значительно выше [3].

При создании слоев малой толщины с заданными свойствами, таких как диффузионные барьеры в схемах со сверхминиатюризацией, помимо методов физического и химического осаждения, которые традиционно применяются при выполнении технологических операций по созданию дорожек и заполнению канавок при создании слоев больших толщин, существенное значение приобретает метод лазерно-плазменного напыления. Импульсное излучение лазера дает возможность осуществлять контролируемый массовый вынос в процессе лазерного испарения (абляции) и очень точно управлять толщиной слоя при осаждении. Высокие энергии частиц позволяют получать пленки с хорошей структурой, а также аморфные пленки толщиной нескольких нанометров. Наличие в лазерном эрозионном факеле частиц высоких энергий позволяет получать пленки высокого качества на подложках при комнатной температуре.

Осаждение пленок тантала происходит в одной из двух кристаллических форм (α или β) или в их смеси [4]. В работе [5] проведен сравнительный анализ получения тонких пленок Ta несколькими физическими методами, в частности, в процессе лазерно-плазменного осаждения, и установлена существенная

¹ Институт Проблем Лазерных и Информационных Технологий РАН, г. Шатура, Россия

² Институт Полупроводниковой и Микросистемной Технологии ТУ Дрезден, Германия

роль энергетического спектра ионов при осаждении. Методом лазерного осаждения при значительной степени ионизации факела на тщательно очищенной поверхности кремния формируется пленка α -Ta. При уменьшении степени ионизации факела и снижении средней энергии ионов формируется только β -фаза. Отсюда видна как перспективность применения лазеров для создания тонких пленок Ta, так и важность обеспечения контроля и управления энергетическим спектром ионов лазерного факела в процессе напыления [6].

Исследованию размерных эффектов в тонких пленках металлов посвящено много работ. Исследовались тонкие пленки меди, серебра, золота, свинца на поверхности кремния, а также пленки серебра, индия и галлия на подслое из золота и серебра [2]. Послойный рост некоторых пленок демонстрировал осциллирующую зависимость сопротивления от толщины, который интерпретировался как квантовый размерный эффект [7] или как периодическое изменение шероховатости пленки [8].

Создание диффузионных барьеров для сверхтонких медных линий на основе тантала требует учета и исследований не только размерных, но и квантовых размерных эффектов в тонких пленках Ta, которые дают осциллирующий вид зависимости проводимости от толщины. В настоящей работе приведены измерения сопротивления тонких пленок Ta в зависимости от толщины (в интервале от нескольких до 50 нм) непосредственно в процессе роста при импульсном лазерном осаждении.

Схема и методика эксперимента

Тонкие пленки Ta осаждались методом импульсного лазерного напыления. Этот метод характеризуется высокой степенью контролируемости относительного значения толщины пленок в процессе роста количеством лазерных импульсов [9]. Благодаря высокой мгновенной скорости роста (~0,1 мм/с) обеспечивается глубокий эффективный вакуум во время осаждения очередного слоя, и атомы остаточного газа не успевают адсорбироваться на пленке [10]. Загрязнение поверхности, возникающее во время пауз между импульсами, сглаживается высокоэнергетическими частицами фронтальной части плазменного факела, энергия которых достигает более 100 эВ [11]. Высокая скорость и плотность образования зародышей при импульсном лазерном осаждении позволяет выращивать этим методом чрезвычайно тонкие сплошные пленки (единицы нанометров). Кроме того, благодаря небольшой величине массы испаряемого вещества за один импульс,

можно достаточно точно контролировать толщину пленки количеством лазерных импульсов.

Для напыления использовался эксимерный лазер KrF ($\lambda=248$ нм) с энергией в импульсе до 100 мДж, $f=10$ Гц. Кварцевой линзой $F=20$ см излучение фокусировалось на поверхность мишени в пятно площадью 0,5 мм². В качестве подложек использовались пластинки кремния с ориентацией (100) размером 20×25 мм. Подложка размещалась параллельно мишени на расстоянии 25 мм так, чтобы центр напыляемой площадки размещался над местом облучения мишени. Для определения скорости роста за один импульс в каждом конкретном случае строились ступенчатые калибровочные зависимости толщины пленки от числа импульсов, и по ним определялась толщина осажденного слоя за один импульс. Высота ступенек измерялась на профилемере Alpha Step 500 фирмы "Tencor". По данным работы [12], при сопротивлении образца более 1 кОм результаты измерений двухточечного и четырехточечного методов измерений не различаются. В нашем случае проводимость пленок измерялась с помощью двухточечной схемы непосредственно в процессе их роста. На пластинку кремния предварительно наносились контактные площадки из тантала или платины. Расстояние между ними было равно 5 мм. При помощи серебряных зажимов к контактам подсоединялся вольтметр. Исследуемая пленка наносилась через маску с отверстием 5×10 мм со стороны 10 мм по направлению между электродами. Таким образом, в ходе напыления измерялось сопротивление квадратной площадки 5×5 мм. Были исследованы измерения сопротивления пленок тантала двух условий осаждения. В первом случае пленка осаждалась непосредственно на подложку, а во втором случае на пленку толщиной 7,5 нм. Авторы [13] показали, что пленка тантала, осажденная на подслое (интерфейс) ниобия толщиной более 3 нм, имеет объемно центрированную кубическую решетку (α -Ta).

Результаты и обсуждение

Скорость осаждения при лазерной абляции зависит от многих параметров, в частности, от энергии в импульсе и от расстояния подложки до мишени. Были определены скорости осаждения ниобия и тантала в интервале энергий до 60 мДж в импульсе для толщин пленок до 60 нм. Напылялись серии ступенек с числом импульсов от 500 до 4000 импульсов на ступеньку. Для условий проведения измерений (50 мДж в имп.) получены скорости осаждения

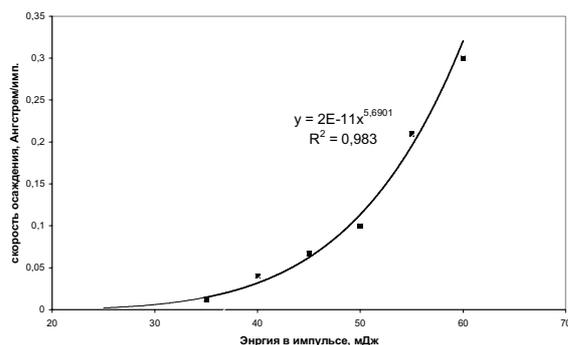


Рис.1. Зависимость скорости осаждения тантала v от энергии лазерного импульса E .

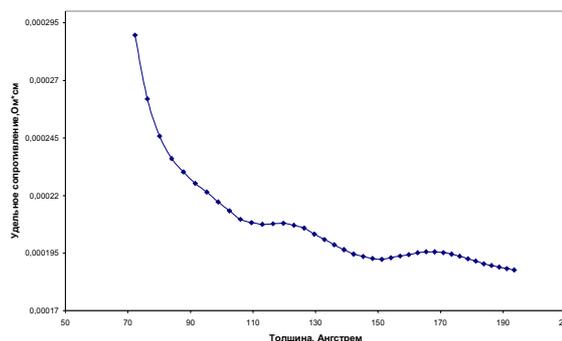


Рис.4. Зависимость от толщины d удельного сопротивления $\rho_{уд}$ пленки β -тантала.

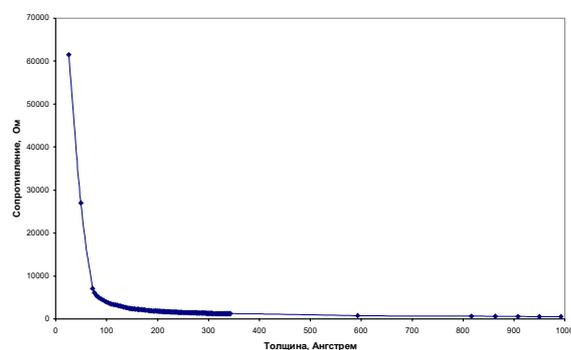


Рис.2. Зависимость сопротивления пленки β -тантала от толщины.

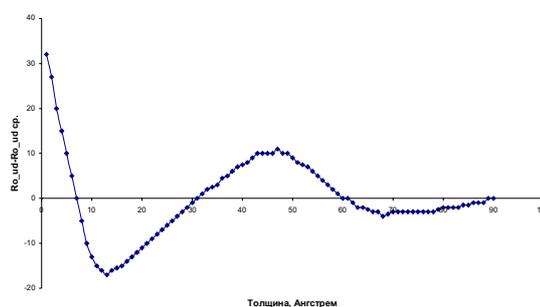


Рис.5. Зависимость от толщины пленки d величины $(\rho_{уд} - \rho_{уд,ср.})$ для α -Та.

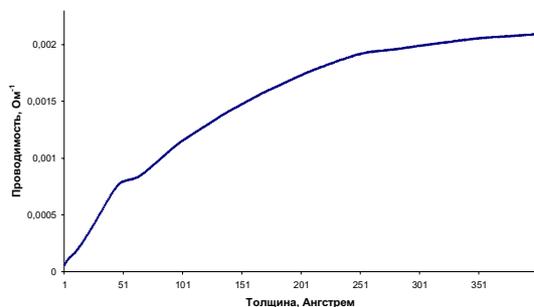


Рис.3. Зависимость проводимости σ пленки α -Та от толщины.

ниобия 0,015 нм/имп., α -Та — 0,011 нм/имп., и 0,024 нм/имп. для β -Та. На рис.1 приведена зависимость скорости осаждения α -Та от энергии лазерного импульса при неизменной геометрии облучения мишени. Площадь пятна фокусировки 0,5 мм². Можно видеть, что зависимость носит нелинейный характер. При энергии в импульсе менее 30 мДж в приведенном интервале числа импульсов пленка практически не образовывалась.

На рис.2 представлена характерная зависимость сопротивления пленки тантала от толщины при напылении на кремниевую подложку при комнатной

температуре. Участок резкого уменьшения сопротивления соответствует этапу образования сплошной пленки.

На рис.3 представлена зависимость проводимости пленки α -Та от толщины. Пленка наносилась на подложку ниобия, поэтому проводимость при нулевой толщине не равна нулю. Можно видеть, что при толщине пленки больше 35 нм проводимость меняется слабо. На рис.4 представлена зависимость удельного сопротивления пленки β -Та от толщины. Если из экспериментальной кривой удельного сопротивления вычесть вклад зависимости, определяемый классическим размерным эффектом, который на конечном интервале толщин можно аппроксимировать квадратичным полиномом, то результат будет представлять вклад квантового размерного эффекта в зависимость удельного сопротивления от толщины. Как видно из рис.5, на котором представлен такой вклад для α -Та, имеется четко заметная осциллирующая зависимость.

В случае α -Та период осцилляций составлял 5,8 нм, а для β -Та он составил 5 нм. При увеличении толщины пленки висмута в [9] наблюдались осцилляции электропроводности с периодом около 25 нм. Длина волны де Бройля у тантала меньше, чем у

висмута и, по нашим результатам, при комнатной температуре составляет для α -Та и β -Та 11,6 нм и 10 нм соответственно. Теоретические оценки длины волны де Бройля $\lambda = h/P_F$, где импульс электрона на поверхности Ферми $P_F = \hbar(3n/8\pi)^{1/3}$, \hbar — постоянная Планка, n — концентрация электронов (см^{-3}) [14], дают величину 5 нм. Аналогичные расхождения измеренных и рассчитанных значений длины волны де Бройля наблюдались и для висмута, где период осцилляций в некоторых экспериментах составлял до 200 нм [15]. При этом длина волны де Бройля на поверхности Ферми по оценкам соответствует 40 нм [9]. Учет изменения концентрации носителей пропорционально увеличению удельного сопротивления дает для β -Та увеличение длины волны де Бройля до 2,25 нм, что в несколько раз ниже полученного нами значения. По-видимому, ответ нужно искать в изменении энергии Ферми в объектах малых размеров, которыми являются квантоворазмерные пленки [16].

На наш взгляд, осциллирующие зависимости имеются и в работах по измерению изменения сопротивления в процессе роста пленки для меди [2] и никромового сплава [17], хотя авторы не акцентировали внимание на это явление, а масштаб графиков в этих работах не позволил нам надежно получить из них значение периода осцилляций. С учетом квантовых эффектов [16] можно ожидать увеличения длины волны де Бройля в тонких пленках по сравнению с ее значением для массивного образца в металлах.

Заключение

Методом импульсного лазерного напыления получены тонкие пленки тантала. На фоне монотонного уменьшения удельного сопротивления пленки с увеличением ее толщины, вызванного классическим размерным эффектом, обнаружена осциллирующая зависимость с периодом 5 нм для α -Та и 5,6 нм для β -Та. Такое поведение определяется квантовым размерным эффектом в пленках тантала толщиной до 20 нм.

Наблюдение квантового размерного эффекта при изменении сопротивления пленок тантала в процессе

роста также является доказательством получения пленок высокого качества (однородность толщины и структуры) при лазерно-плазменном напылении.

Работа выполнена при поддержке Германского Министерства Образования и Исследований (BMBF), проект RUS 00/217.

Литература

1. Metal Based Thin Films for Electronics, Klaus Wetzig, Claus M. Schneider (Eds.), (ch2, Thin Films System: Basic Aspects). Wiley-VCX. 2003. 378 p.
2. Liu H.-D., Zhao Y.-P., Ramanath G. et al. //Thin Solid Films 2001. Vol.384 P.151-156.
3. Gupta D. // Encyclopedia of Applied Physics, 1993. Vol.5 P.75-86.
4. Matson D.W., Merz M.D., McClanhan E.D. // J.Vac. Sci.Technol. 1992. Vol.A 10.P.1791-1795.
5. Roy R.A., Catania P., Saenger K.L. et al. //J. Vac.Sci. Technol. 1993. Vol.B11, №5. P.1921-1927.
6. Novodvorsky O.A., Khramova O.D., Wenzel et al. //Journ. Appl. Phys. 2003. Vol.94. №5.P.3612-3625.
7. Сандомирский В.Б. // ЖЭТФ. 1967. Т.52. №1. С.158-166.
8. Palasantzas G., Zhao Y.P., Wang G.C. et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61 P.11109-11114.
9. Жерихин А.Н., Шубный Г.Ю., Жерихина Л.Н. и др.// Поверхность, 2000, № 6, С.79-83.
10. Гапонов С.В., Салащенко Н.Н.// Электронная промышленность. 1976, №1, С.11-20.
11. Novodvorsky O.A., Khramova O.D., Wenzel C. et al. // Optics and Lasers in Engineering. 2000. Vol. 32 №5. P. 449-457.
12. Jen S.U., Yu C.C., Liu C.H. et al. // Thin Solid Films, 2003. Vol. 434, P.316-322.
13. Face D.W., Prober D.E. // J.Vac.Sci.Technol. A 1987. Vol. 5. №6. P.3408-3411.
14. Ашкрофт Н.Н., Мермин Н.// Физика твердого тела. Москва. 1979. 400 с.
15. Комник Ю.Ф. // Физика металлических пленок. Москва.1979. 273 с.
16. Рытова Н.С. //ФТТ.1966. Т.8.№6.с.725-730.
17. Kazi I.H., Wild P.M., Moore T.N. at al. // Thin Solid Films, 2003. Vol. 433, P.337-343.