

УДК 538.975: 538.935: 539.216.2: 621.371

УВЕЛИЧЕНИЕ ЗЕРКАЛЬНОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В ПЛЁНКАХ ЗОЛОТА, ПОКРЫТЫХ НАНОСЛОЯМИ ЛЕНГМЮРА - БЛОДЖЕТТ

Л. А. Галчёнков, И. И. Пятайкин

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии
наук, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, стр. 7

Статья поступила в редакцию 30 октября 2019 г.

Аннотация. Исследовано влияние органических покрытий нанометровой толщины на классический размерный эффект в плёнках золота. Обнаружено, что нанесение мультислоёв Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ) на основе поверхностно-активных производных диметилтетратиафульвалена (DMTTF) и тетрацианохинодиметана (TCNQ) на поверхность золотой плёнки увеличивает зеркальность отражения электронов проводимости от её границы, покрытой ЛБ нанослоями, что проявляется как уменьшение остаточного сопротивления Au плёнки при гелиевых температурах. В статье обсуждается, как обнаруженный эффект может повлиять на такие важные параметры, характеризующие взаимодействие электромагнитных волн СВЧ диапазона с золотыми плёнками, покрытыми ЛБ нанослоями, как коэффициенты отражения, прохождения и поглощения.

Ключевые слова: плёнки Ленгмюра-Блоджетт, диметилтетратиафульвален (DMTTF), тетрацианохинодиметан (TCNQ), классический размерный эффект, зеркальность отражения электронов проводимости, Кондо-эффект, СВЧ коэффициент отражения, СВЧ коэффициент поглощения.

Abstract. The effect of organic nanometer-thick coatings on the size effect in gold films is studied. It is found that coating the surface of a gold film with Langmuir-Blodgett (LB) multilayers on the basis of surface-active derivatives of dimethyltetrathiafulvalene (DMTTF) and tetracyanoquinodimethane (TCNQ) increases the specularity of reflection of conduction electrons from the surface

covered with the LB nanolayers. This enhancement of the specularity manifests itself as a decrease of residual resistivity of the film at liquid helium temperatures. The found ability to reduce the residual resistance of the film, allowed us to identify Kondo-like features in its electronic transport properties, which had been "buried" under the residual resistance and not manifested themselves before the LB coating was applied. In the article, it is discussed how the found effect can affect such important parameters, characterizing the interaction of microwaves and the gold films covered with considered LB overlayers, as reflection, transmission, and absorption coefficients.

Key words: Langmuir-Blodgett films, dimethyltetrathiafulvalene (DMTTF), tetracyanoquinodimethane (TCNQ), size effect, specularity of reflection of conduction electrons, Kondo effect, microwave reflection coefficient, microwave absorption coefficient.

Введение

Плѐнки металлов подгруппы меди (Cu, Ag, Au) широко используются как для фундаментальных научных исследований, так и в радиоэлектронной промышленности. Транспорт в них интенсивно исследовался ранее как в связи с задачами электронной теории металлов [1], так и при изучении квантовых интерференционных поправок к проводимости [2, 3]. Интерес к исследованию электродинамических свойств островковых плѐнок серебра был стимулирован открытием [4] эффекта гигантского (до 10^4 раз) усиления сигнала комбинационного (рамановского) рассеяния адсорбатов на поверхности этих плѐнок, обусловленного возбуждением плазмонов в системе металлических островков [5, 6].

Настоящая работа посвящена изучению влияния органических покрытий нанометровой толщины на классический размерный эффект в плѐнках золота. В своей основе классический размерный эффект обусловлен незеркальностью отражения электронов проводимости от границ плѐнки, приводящей к потере проекции импульса электрона на направление поля, результатом чего является уменьшение проводимости. Основы теории этого явления в рамках

кинетического уравнения Больцмана были заложены К. Фуксом [7] ещё в конце 30-х годов прошлого века и получили дальнейшее развитие в работах Р. Дингла [8] и Э. Зондгеймера [9] в 50-е годы. Параметр зеркальности p - ключевой в теории Фукса-Зондгеймера: если он равен единице (абсолютно зеркальное отражение), то классический размерный эффект исчезает, поскольку при взаимодействии с поверхностью плёнки не происходит потери продольной относительно поля составляющей приобретённого электроном импульса. Влияние границы на кинетику при этом исключается, вследствие чего проводимость плёнки оказывается такой же, как и у безграничного образца.

В ранних работах, посвящённых классическому размерному эффекту, коэффициент зеркальности реальных проводников зачастую полагался равным нулю. Считалось само-собой разумеющимся, что поверхность плёнок и проволок столь несовершенна, что отражение от неё электронов должно быть неизбежно диффузным. Однако впоследствии было экспериментально установлено, что, например, в плёнках благородных металлов (Ag, Au) зеркальность отражения от поверхности существенно ненулевая (см. по этому поводу статьи [10] и [11] и цитированную в них литературу).

В данной работе мы демонстрируем, что нанесение мультислоёв Ленгмюра-Блоджетт на основе поверхностно-активных производных DMТTF и TCNQ на поверхность золотой плёнки увеличивает зеркальность отражения электронов проводимости от её границы, покрытой ЛБ нанослоями, что проявляется как уменьшение остаточного сопротивления Au плёнки при гелиевых температурах. Мы также обсуждаем, как обнаруженный эффект может повлиять на такие важные параметры, характеризующие взаимодействие электромагнитных волн СВЧ диапазона с золотыми плёнками, покрытыми ЛБ нанослоями, как коэффициенты отражения, прохождения и поглощения.

1. Эксперимент

Исследуемые плёнки получались термическим испарением навески золота в вакууме 10^{-6} мм рт. ст. Напыление производилось на поверхность

тщательно очищенных химическими методами оксидированных кремниевых подложек (толщина слоя оксида SiO_2 0.2 мкм). Для улучшения адгезии золота к оксиду кремния, Au плёнка напылялась на затравочный слой ванадия толщиной несколько ангстрем. Напыление золота осуществлялось на подложку, нагретую до 100 °С, затем полученные структуры выдерживались при 400 °С в течение 15 минут. Такой отжиг позволял срелаксировать имеющимся после напыления механическим напряжениям, результатом чего было получение образцов со стабильными характеристиками (относительное изменение четырехконтактного сопротивления за два месяца составляло менее $4 \cdot 10^{-5}$).

Структуры для четырёхзондового измерения сопротивления плёнки на постоянном токе формировались с помощью магнитных масок, плотно прилегавших к поверхности подложки. Часть измерительной структуры, располагавшаяся между потенциальными электродами, имела прямоугольную форму длиной 22 мм и шириной 57 мкм. Использование структур с большим отношением длины к ширине ($22 \text{ мм} / 57 \text{ мкм} = 386$ квадратов, \square) обеспечивало измерение четырехконтактного сопротивления достаточно толстых плёнок¹ с высокой точностью.

Для измерения температурной зависимости проводимости, подложка с четырёхконтактной плёночной структурой приклеивалась раствором нитроцеллюлозы в изоамилацетате к массивному медному пальцу откачного криостата, погружавшегося в дьюар с жидким гелием. Для обеспечения теплового контакта пальца с криогенной жидкостью в криостат напускался газообразный гелий. Температуры ниже 4.2 К получались путём откачки паров криогенной жидкости.

После измерения температурной зависимости проводимости, на поверхность той же подложки с золотой четырёхконтактной структурой методом горизонтального лифта проводилось нанесение 17-ти слоёв ЛБ плёнки

¹ С сопротивлением на квадрат порядка одного ома в области гелиевых температур.

состава $(C_{16}H_{33}-TCNQ)_{0.4}(C_{17}H_{35}-DMTTF)_{0.6}$.² Затем осуществлялось повторное измерение температурной зависимости проводимости Au структуры, теперь уже покрытой ЛБ плёнкой. Результаты этих измерений обсуждаются далее.

2. Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлена температурная зависимость сопротивления квадрата, R_{\square} ,³ золотой плёнки весовой толщиной $h = 218 \text{ \AA}$ в диапазоне температур 2.8 - 20 К. Видно, что с понижением температуры сопротивление образца довольно быстро падает, выходя на плато в области температур ниже 4 К. Такой температурный ход совершенно предсказуем. Понижение температуры уменьшает эффективность электрон – фононной релаксации, вследствие чего проводимость выходит на своё остаточное значение, которое обусловлено рассеянием носителей тока на поверхности плёнки, межкристаллитных границах, примесях и дефектах. Поскольку сопротивление квадрата данной плёнки в области гелиевых температур невелико (чуть меньше одного ома), можно предположить, что преобладает рассеяние на поверхностях и границах. По этой причине влияние классического размерного эффекта на проводимость образца в данной области температур доминирующее.⁴

Температурная зависимость сопротивления квадрата той же плёнки золота после нанесения на её поверхность ЛБ нанослоёв также приведена на рисунке. Видно, что обе зависимости в области температур 6 - 20 К качественно совершенно аналогичны, в то время как ниже 6 К они принципиально различаются: после нанесения ЛБ покрытия сопротивление образца в расчёте на квадрат демонстрирует слабый логарифмический подъём при понижении температуры.

² Данная структурная формула обозначает поверхностно-активный комплекс с переносом заряда на основе смеси 1:1.5 гексадецил-тетрацианохинодимерана ($C_{16}H_{33}-TCNQ$) и гептадецил-диметилтетраафульвалена ($C_{17}H_{35}-DMTTF$).

³ $R_{\square} = \rho/h$, где ρ - удельное электрическое сопротивление.

⁴ О существенности размерного эффекта и при комнатной температуре свидетельствует тот факт, что при этой температуре сопротивление квадрата данной плёнки в 2,7 раза больше значения $\rho_{\infty}/h \approx 1 \text{ Ом}$, которого следовало бы ожидать в предположении полного отсутствия размерного эффекта ($\rho_{\infty} = 2,06 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ - удельное сопротивление объёмного золота при $T = 273 \text{ К}$ [12]).

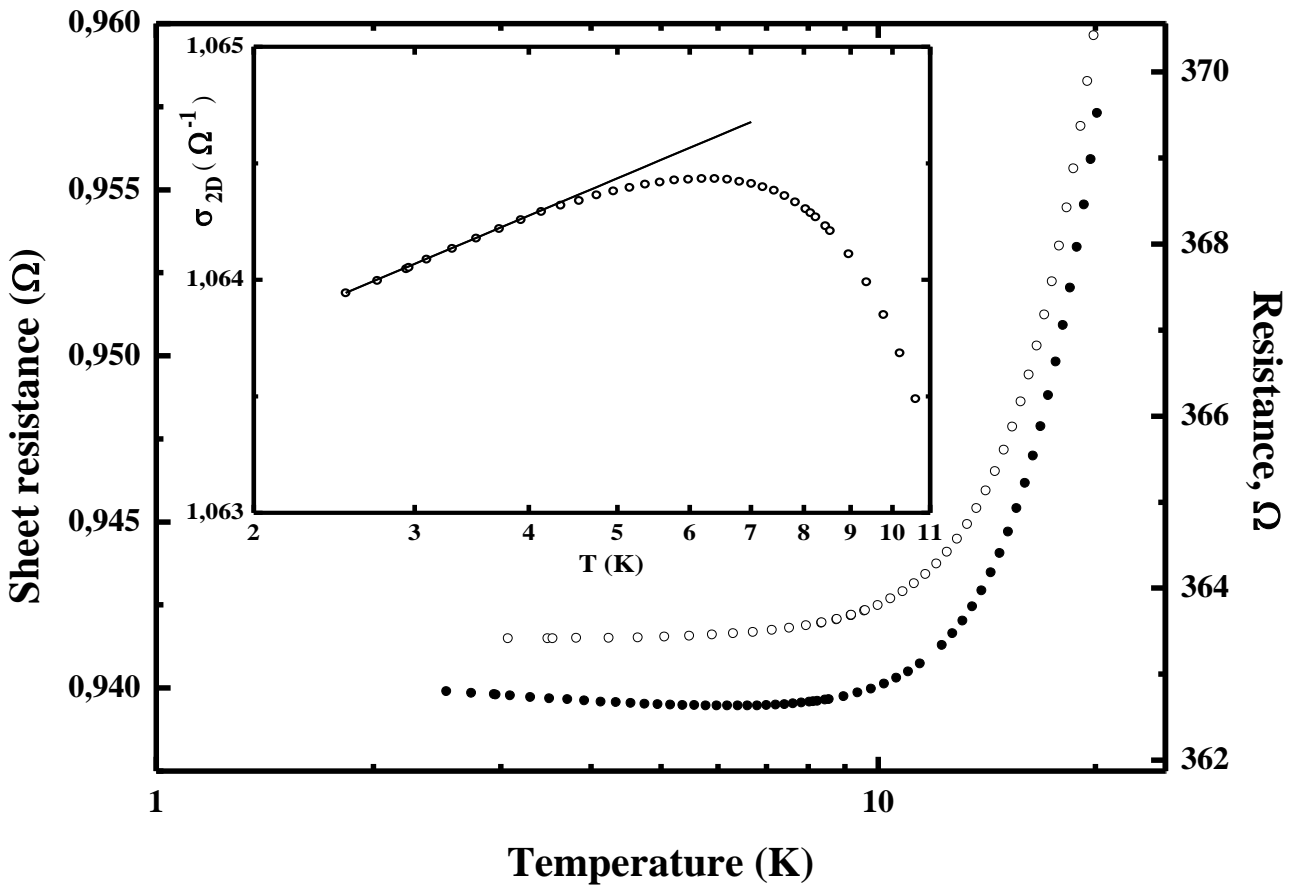


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления квадрата R_{\square} золотой плёнки до нанесения ЛБ покрытия (открытые кружки) и после (закрашенные кружки). Правая ось: четырёхконтактное сопротивление исследуемой структуры. На вставке: температурная зависимость двумерной проводимости ($1/R_{\square}$) плёнки после нанесения ЛБ покрытия. Прямая линия – результат подгонки первых десяти экспериментальных точек функцией $\sigma_{2D}(T) = A + B \ln(T)$. $A = 1,06328 \pm 1 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$, $B = (7,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$.

Логарифмический температурный ход проводимости металлических плёнок в области низких температур может быть обусловлен либо эффектами слабой локализации (квантовыми интерференционными поправками к проводимости), либо поправками, вызванными электрон-электронным взаимодействием, либо эффектом Кондо [13]. Последний из перечисленных механизмов легко отличить от остальных по величине коэффициента B в логарифмическом члене температурной зависимости $\sigma_{2D}(T) \equiv 1/R_{\square}(T) = A + B \ln(T)$. Если в первых двух случаях величина B порядка характерного параметра теории слабой локализации

$G_0 \equiv e^2 / (2\pi^2 \hbar) \approx 1.23 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$, то в третьем случае коэффициент B в десятки раз больше G_0 . На вставке в рисунок показан перерисованный в координатах $(T, 1/R_{\square})$ низкотемпературный участок зависимости $R_{\square}(T)$ золотой плёнки, покрытой ЛБ нанослоями. Подгонка первых десяти экспериментальных точек указанной выше логарифмической зависимостью позволяет определить искомый коэффициент B . Он оказывается равным $7,2 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$, что определённо указывает на Кондо-природу обнаруженного логарифмического температурного хода проводимости.

Наиболее вероятной причиной реализации эффекта Кондо в изучаемых плёнках может быть рассеяние с переворотом спина [13] электронов проводимости золота на атомах ванадия - переходного $3d$ -металла с достраивающейся предвнешней оболочкой. Напомним, что затравочный слой ванадия напылялся на подложку для улучшения адгезии золота к её поверхности. Следует подчеркнуть, что эффект Кондо присутствовал в плёнке и до нанесения на её поверхность ЛБ нанослоёв, просто из-за большого значения остаточного сопротивления, вклад этого эффекта в проводимость был незаметен. Можно сказать, что логарифмический ход проводимости был «погребён» под остаточным сопротивлением. Нанесение же ЛБ покрытия уменьшило значение остаточного сопротивления, что и позволило выявить Кондо - эффект в плёнке золота.

Как отмечалось выше, в рассматриваемой области температур влияние классического размерного эффекта на остаточную проводимость является доминирующим. Поэтому, как нам представляется, наиболее естественным объяснением наблюдаемого понижения остаточного сопротивления является увеличение зеркальности отражения электронов проводимости золота от внешней границы плёнки, на которую наносились ЛБ мультислои.

Как видно из рисунка, уменьшение остаточного сопротивления образца после нанесения ЛБ покрытия составляет около одного ома. Это указывает на значительный вклад рассеяния на межкристаллитных границах в формирование остаточного сопротивления. Ясно, что размерный эффект, связанный с

рассеянием электронов на этих границах не может быть уменьшен нанесением ЛБ нанослоёв на внешнюю поверхность плёнки золота.

Влияние адсорбированных слоёв на проводимость плёнок металлов было замечено довольно давно [14]. В подавляющем большинстве случаев, описанных в литературе, проводимость металлических плёнок уменьшается после появления на их поверхности адсорбата [15]. Наиболее распространённым объяснением этого является предположение о формировании комплексов «адсорбат – подложка», взаимодействие с которыми электронов проводимости подложки приводит к неупругим процессам, появлению возбуждённых состояний комплексов [16]. Вследствие этого отражение электронов от поверхности металлической плёнки (подложки) становится диффузным. Поэтому обнаруженное нами увеличение зеркальности отражения электронов проводимости золота после нанесения ЛБ нанослоёв является довольно необычным и не укладывается в рамки модели, изложенной выше.

Для качественного объяснения обнаруженного эффекта необходимо рассмотреть процесс рассеяния электрона поверхностью на микроскопическом уровне. В этом случае задача сводится к рассмотрению рассеяния волны де Бройля, отвечающей электрону, шероховатой поверхностью плёнки, испещрённой различного рода микроскопическими трещинами, ступенями роста и прочими дефектами упаковки. Характерный масштаб изменения рассеивающего потенциала вдоль поверхности в этом случае составляет величину порядка постоянной решетки металла ($4,08 \text{ \AA}$ для золота [12]). Появление на поверхности золотой плёнки адсорбированного слоя, образованного плотноупакованными рядами молекул TCNQ и DMTTF,⁵ приводит к перераспределению электронов в металле, стремящихся заэкранировать поля адсорбата. Это, в свою очередь, приводит к формированию у поверхности более плавного рассеивающего потенциала с

⁵ Размеры молекул DMTTF и TCNQ составляют $7,6 \times 3,2$ и $8,4 \times 4,4 \text{ \AA}^2$, соответственно [17], периодичность упаковки стопок молекул TCNQ и DMTTF внутри ЛБ слоя равна 7.65 \AA [18].

характерным масштабом изменения вдоль неё, определяемым периодичностями слоя адсорбата (то есть величинами, близкими к $7\div 8 \text{ \AA}$ в нашем случае). По-видимому, это и приводит к увеличению зеркальности отражения электронов. Теперь обсудим, к каким эффектам может привести обнаруженная возможность увеличения зеркальности отражения электронов от поверхности плёнки.

Как уже упоминалось во Введении, большой интерес к электродинамике островковых плёнок серебра был обусловлен эффектом гигантского усиления сигнала рамановского рассеяния в системе «адсорбат – островковая подложка». Электродинамика сплошных плёнок благородных металлов также содержит ряд актуальных вопросов даже в таких хорошо разработанных областях как металлооптика СВЧ диапазона.

Как известно, металлооптика видимого спектрального диапазона возникла в самом начале 20-го века как синтез электродинамики Максвелла и электронной теории металлов Друде, в основе которой лежит представление о металлах как о газе невзаимодействующих электронов. С момента своего возникновения и до середины 60-х годов прошлого века господствующей доктриной в этой области знаний была точка зрения, что основным характерным масштабом теории является толщина скин-слоя δ . Предполагалось, что металлические плёнки с толщиной менее δ теряют свои отражательные свойства.

Более тщательный анализ факторов, определяющих металлооптические свойства тонких плёнок в СВЧ диапазоне, привел А.Е. Каплана [19] к выдвижению идеи о существовании иного характерного масштаба d_{pk} , на несколько порядков величины меньшего толщины скин-слоя. Спад коэффициента отражения и пик коэффициента поглощения, согласно расчётам Каплана, приходится на толщины порядка одного - полутора нанометра (в зависимости от металла, см. таблицу d_{pk} в статьях [19] и [20]). На качественном уровне это означает, что металлические плёнки толщиной порядка нескольких d_{pk} сохраняют свои отражательные свойства. Идеи А.Е. Каплана получили прямое экспериментальное подтверждение при

исследовании толщинных зависимостей СВЧ металлооптических свойств плёнок алюминия в работах [21] и [22].

Классический размерный эффект оказывает определяющее влияние на характерный параметр d_{pk} теории Каплана: в отсутствие размерного эффекта этот параметр составлял бы величину порядка ангстрема (см. значения Λ_0 в таблице 1 статьи [20]).

Рассмотрим более детально плёнки золота на подложках из кварцевого стекла. Согласно расчётам Каплана, в отсутствие размерного эффекта параметр $d_{pk} \approx 1.5 \text{ \AA}$.⁶ Если считать рассеяние электронов на поверхностях плёнки абсолютно диффузным ($p = 0$, в этом случае размерный эффект проявляется максимально сильно), то d_{pk} увеличивается на порядок, до величины 14.9 \AA .⁷ Выше нами было продемонстрировано, что нанесение ЛБ нанослоёв увеличивает зеркальность отражения электронов p от поверхности плёнки золота, а следовательно ослабляет размерный эффект. Поэтому в рамках теории Каплана, после нанесения ЛБ мультислоёв следует ожидать уменьшения толщины плёнки d_{pk} , на которую приходится пик коэффициента поглощения. Подтвердить или опровергнуть эти предположения можно с помощью экспериментов, аналогичных проделанным на восьмимиллиметровых волнах в работах [21] и [22] или в трёхсантиметровом диапазоне в статье [23]. Для этого необходимо сравнить СВЧ металлооптические свойства плёнок золота до и после нанесения на их поверхность ЛБ нанослоёв, описанных выше. Работы в этом направлении уже начались.

Заключение

В работе показано, что нанесение ЛБ нанослоёв на основе амфифильных производных DMTTF и TCNQ на поверхность золотой плёнки увеличивает

⁶ $d_{pk} = \Lambda_0 (n_1 + n_2)/2$ (формула 47 из работы [20], $n_1 = 1$ – показатель преломления воздуха, $n_2 = 1,5$ – показатель преломления кварцевого стекла).

⁷ $d_{pk} = l_0/\zeta$, где $l_0 \approx 377 \text{ \AA}$ – длина свободного пробега в объёмном золоте при комнатной температуре, а $\zeta \approx 25.31$ – корень трансцендентного уравнения 58 из работы [20]. Параметр η , необходимый для численного решения этого уравнения, приведён в таблице 1 статьи [20] наряду с l_0 .

зеркальность отражения электронов проводимости от этой поверхности и тем самым ослабляет размерный эффект, что в конечном итоге приводит к уменьшению остаточного сопротивления образца. Достигнутое с использованием ЛБ технологии уменьшение величины сопротивления золотых плёнок при гелиевых температурах позволило выявить особенности электронного транспорта в них, обусловленные эффектом Кондо, которые были «погребены» под остаточным сопротивлением и никак не проявляли себя до нанесения ЛБ покрытия. Подводя итог, следует также отметить, что обнаруженная нами возможность ослабления влияния классического размерного эффекта на электронный транспорт в плёнках золота может быть полезной при исследовании тонких интерференционных эффектов электрон - электронного и электрон - примесного взаимодействия в Au [24], поскольку уменьшение остаточного сопротивления образцов способно значительно повысить точность измерений.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Литература

1. Ларсон Д.К. Размерные эффекты в электропроводности тонких металлических плёнок и проволок, в кн.: Физика тонких плёнок, М. : Мир, 1973. Т.VI. С.97-170.
2. Altshuler B.L., Aronov A.G., Gershenson M.E., Sharvin Yu.V. Quantum effects in disordered metal films, в кн.: Soviet scientific reviews. Section A, Physics Reviews, под ред. И.М. Халатникова. Chur, Switzerland : Harwood Academic. 1987. Vol. 9. P.223-353.
3. Bergmann G. Weak localization and its applications as an experimental tool // International Journal of Modern Physics B. 2010. Vol. 24. №12-13, P.2015-2052.
4. Fleischmann M., Hendra P.J., McQuillan A.J. Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode // Chemical Physics Letters. 1974. Vol. №2. С.345-

361.

5. Емельянов В.И., Коротеев Н.И. Эффект гигантского комбинационного рассеяния света молекулами, адсорбированными на поверхности металла. // Успехи физических наук. 1981. Т.135. №10.
6. Акципетров О.А. Гигантские нелинейно-оптические явления на поверхности металлов // Соросовский Образовательный Журнал. 2001. Т.7. №7. С. 109-116.
7. Fuchs K. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals // Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. 1938. Vol.34. №1. P.100-108.
8. Dingle R.B. The electrical conductivity of thin wires // Proceedings of the Royal Society A. 1950. Vol. 201. №1067. P.545-560.
9. Sondheimer E.H. The mean free path of electrons in metals // Advances in Physics. 1952. Vol.1. №1. P.1-42.
10. Larson D.C., Boiko B.T. Electrical resistivity of thin epitaxially grown silver films // Appl. Phys. Lett. 1964. Vol 5. №8. P.155-156.
11. Lukas M.S.P. Surface scattering of conduction electrons in gold films // Appl. Phys. Lett. 1964. Vol.4. №4. P.73-74.
12. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова.- М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
13. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М. : Наука, 1987. 520 с.
14. Хориути Д., Тоя Т. Хемосорбция водорода, в кн.: Поверхностные свойства твердых тел, под ред. М. Грина, М. : Мир. 1972. С.11-103.
15. Wißmann P., The electrical resistivity of pure and gas covered metal films, в кн.: Surface Physics. Springer Tracts in Modern Physics, под ред. Höhler G., (Berlin, Heidelberg : Springer), 1975. V. **77**. P. 1-96.
16. Мансуров Г.Н., Петрий О.А. Электрохимия тонких металлических плёнок. М. : МГОУ. 2011. 351 с.
17. Kistenmacher T.J., Phillips T.E., Cowan D.O., Ferraris J.P., Bloch A.N., Poehler T.O. Crystal structure and diffuse X-ray scattering of the 1.3:2 salt of 4,4',5,5'-

- tetramethyl- $\Delta^{2,2}$ -bis-1,3-dithiole [TMTTF] and 7,7,8,8-tetracyano-p-quinodimethane [TCNQ], a nonstoichiometric quasi one-dimensional organic conductor // *Acta Cryst. B.* 1976. Vol.32, №2. P.539-547.
18. Rustichelli F., Dante S., Mariani P., Myagkov I.V., Troitsky V.I. Surface potential studies of monolayers of surfactant donor and acceptor molecules // *Thin Solid Films.* 1994. Vol.242, №1–2. P.267-272.
 19. Каплан А.Е. Об отражательной способности металлических плёнок в СВЧ- и радиодиапазоне // *Радиотехника и электроника.* 1964. Т.9. № 10. С.1781-1787.
 20. Kaplan A.E. Metallic nanolayers: a sub-visible wonderland of optical properties // *Journal of the Optical Society of America B.* 2018. Vol.35, №6. P.1328-1340.
 21. Андреев В.Г., Вдовин В.А., Воронов П.С. Экспериментальное исследование поглощения волн миллиметрового диапазона в тонких металлических плёнках // *Письма в ЖТФ.* 2003. Т.29. №22. С.68-73.
 22. Андреев В.Г., Вдовин В.А., Воронов П.С. Исследование оптических коэффициентов тонких металлических плёнок в миллиметровом диапазоне длин волн // *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* 2003. Т.67. №12. С.1766-1769.
 23. Андреев В.Г., Вдовин В.А., Пронин С.М., Хорин И.А. Измерение оптических коэффициентов нанометровых металлических плёнок на частоте 10 ГГц // *Журнал радиоэлектроники: электронный журнал.* 2017. №11. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/nov17/17/text.pdf>
 24. Echternach P.M., Gershenson M.E., Bozler H.M. Evidence of interference between electron-phonon and electron-impurity scattering on the conductivity of thin metal films // *Phys. Rev. B.* 1993. Vol.47. №20. P.13659- 13663.

Для цитирования:

Галчёнков Л.А., Пятайкин И.И. Увеличение зеркальности отражения электронов проводимости в плёнках золота, покрытых нанослоями Ленгмюра - Блоджетт. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал].* 2019. № 11. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/nov19/6/text.pdf> DOI 10.30898/1684-1719.2019.11.6