

Анализ формирования квантовых электронных состояний в тонкой пленке Ag на Ni(111)

© Б.В. Сеньковский*, А.Ю. Варыхалов*,**, А.М. Шикин*, В.К. Адамчук*, О. Радер**

* Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета, 198904 Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

** BESSY, D-12489 Berlin, Germany

E-mail: boris_senk@mail.ru

(Поступила в Редакцию 27 декабря 2005 г.)

Экспериментально исследованы особенности спектра квантовых электронных состояний (КЭС) в процессе напыления пленки Ag на поверхность Ni(111), начиная от субмонослойных покрытий и до толщины 14 монослоев. Проведен сравнительный анализ поведения зависимостей изменения энергий квантовых состояний от толщины пленки в рамках различных моделей: простейшей модели потенциального ящика с бесконечными стенками; потенциального ящика с барьерами конечной высоты, а также на основании модели аккумуляции фазы при отражении электронной волны в рамках различных приближений. Показано, что по мере перехода от грубой модели бесконечного потенциального ящика к модели потенциального ящика с барьерами конечной высоты, а затем к классической фазовой модели улучшается соответствие между экспериментальными данными и теоретическими оценками. Однако наилучшего описания энергетического положения КЭС можно добиться, используя расширенную фазовую модель, учитывающую рассеяние электронных волн от границы с подложкой, в том числе и вне границ запрещенной зоны в электронной структуре подложки.

Работа выполнена в рамках программы ФУНЦ „Индустрия наносистем и материалы“ (ИН-12, 1/008), ВНП „Развитие научного потенциала высшей школы“ (раздел 3.9, код 4694) и грантов „Университеты России“ (УР. 01.01.297) и РФФИ (03-02-04024).

PACS: 73.21.Fg, 73.63.Hs, 74.25.Jb

1. Введение

В физике твердого тела уделяется большое внимание исследованиям низкоразмерных систем, в которых наблюдаются эффекты модификации электронной структуры в зависимости от размеров системы. Ограничение размеров системы сопровождается эффектами размерного квантования ее электронной структуры и ведет к дискретизации электронного спектра. Примером системы, в которой имеют место эффекты размерного квантования и формирования квантовых электронных состояний (КЭС), могут быть хорошо упорядоченные тонкие пленки металлов, выращенные на поверхности полупроводников и монокристаллов металлов [1–3]. Необходимым условием для формирования дискретного спектра КЭС является ограничение волновых функций электронов в потенциальной яме с шириной, равной толщине пленки. Это условие выполняется при наличии энергетической запрещенной зоны в электронной структуре подложки (абсолютной или локальной в данном направлении), ограничивающей распространение электронных волн в глубь подложки. При этом ограничение со стороны вакуума обеспечивается за счет поверхностного потенциального барьера [4]. Электронные волны, многократно отражаясь от стенок потенциальной ямы, формируют набор стоячих волн с дискретным энергетическим спектром [5]. Величины энергий разрешенных уровней квантовых состояний определяются шириной потенциальной ямы (или толщиной напыляемой пленки). По мере роста

толщины пленки уровни энергии смещаются, изменяя соответствующий энергетический спектр. Особенности электронного спектра квантовых состояний таких низкоразмерных систем (тонких пленок) могут быть зафиксированы методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением при измерении спектров валентных электронов, эмитированных в направлении, перпендикулярном поверхности, на которой формируется пленка. КЭС проявляется в фотоэлектронных спектрах в виде периодически расположенных осцилляций интенсивности, отражающей электронную плотность, при этом их период следования и энергия изменяются по мере роста толщины пленки. Необходимыми условиями наблюдения квантово-размерных эффектов в тонких пленках металлов являются их однородность по толщине и высокая степень монокристалличности [5].

Для описания отмеченных выше квантово-размерных эффектов и оценки зависимости энергетического положения КЭС от толщины пленки существует несколько различных моделей. Целью настоящей работы является анализ экспериментально полученной зависимости от толщины электронной пленки структуры квантовых состояний в тонкой пленке Ag(111), формируемой на поверхности монокристалла Ni(111) [6], а также сравнение ее с результатами расчета в рамках различных моделей: от случая простейшего потенциального ящика с бесконечными стенками, а также со стенками конечной высоты до фазовой модели, в которой изменение фазы электронной волны при отражении зависит от энергии

электронов и определяется особенностями электронной структуры подложки и поверхностного потенциального барьера. В первой части работы представлены экспериментальные фотоэлектронные спектры системы Ag/Ni(111) и их изменения по мере увеличения толщины пленки серебра, измеренные в работе [6], из которых может быть извлечена информация о спектре КЭС. Непосредственному анализу энергетического спектра квантовых состояний, формирующихся в системе Ag/Ni(111), и сравнению результатов анализа в рамках упомянутых выше моделей посвящена вторая часть статьи.

2. Особенности эксперимента

Регистрация спектров КЭС в системе Ag/Ni(111) по мере увеличения толщины пленки Ag производилась методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Исследования были проведены в центре синхротронного излучения BESSY (Берлин, Германия) на российско-германском канале вывода синхротронного излучения с использованием электронного спектрометра с угловым разрешением типа VG ESCALab, снабженного дифрактометром для снятия картин дифракции медленных электронов (ДМЭ). Энергетическое разрешение составляло ≈ 100 meV, энергия квантов света $h\nu = 50$ eV. Фотоэлектронные спектры измерялись с угловым разрешением 1° по нормали к поверхности образца, т.е. в направлении, перпендикулярном поверхности пленки.

Атомарно-чистая поверхность Ni(111) была получена путем проведения нескольких циклов Al^+ -бомбардировки с последующим отжигом при температуре $550^\circ C$ в атмосфере кислорода в вакууме порядка 10^{-8} mbar. Прогрев в кислороде обеспечивал протекание химической реакции взаимодействия кислорода с углеродом, вышедшим на поверхность Ni(111) из объема кристалла, а образующийся в результате реакции CO_2 откачивался. После отжига поверхность Ni очищалась кратковременным прогревом в условиях сверхвысокого вакуума при температуре $\sim 700^\circ C$. Совершенство монокристаллической подложки контролировалось методом ДМЭ. Тонкий монокристаллический слой Ag на подложке Ni(111) формировался путем термического испарения небольшого кусочка серебра, который наплавлялся на вольфрамовую проволоку. Проволока, на которой было закреплено серебро, нагревалась до температуры испарения серебра при пропускании через нее постоянного тока. Базовое давление в исследовательской камере, а также в процессе напыления пленки Ag было не хуже $1 \cdot 10^{10}$ Torr.

3. Экспериментальные результаты

В результате эксперимента была получена серия фотоэмиссионных спектров системы Ag/Ni(111), измеренных в процессе непрерывного послойного роста пленки Ag на поверхности Ni(111), начиная от субмонослойных

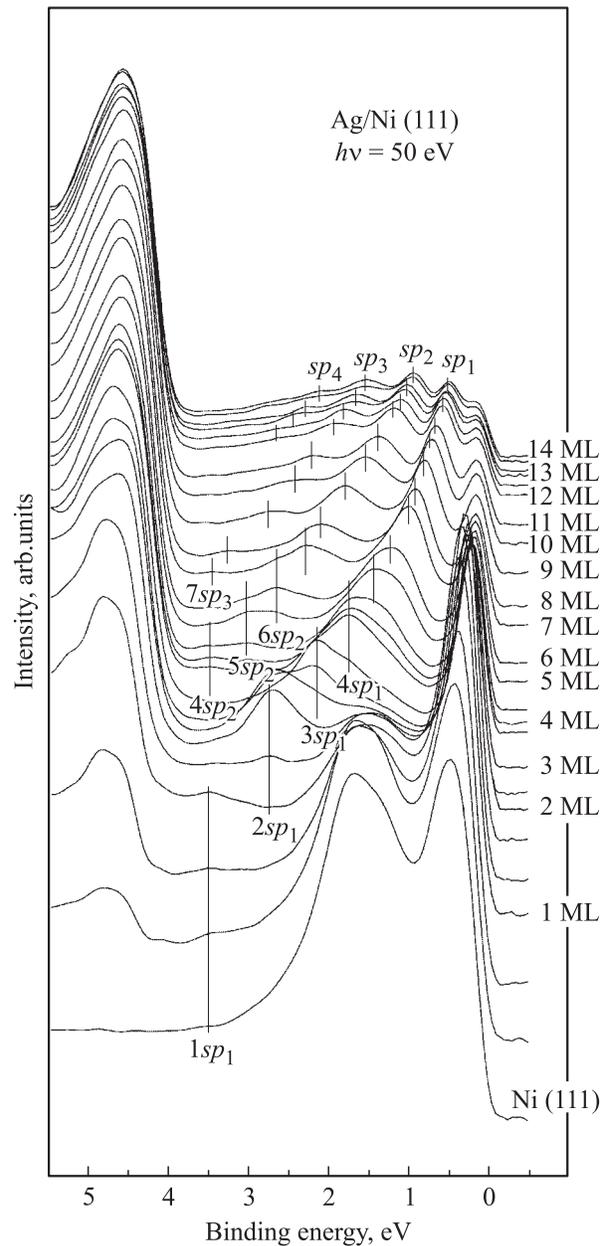


Рис. 1. Изменение фотоэлектронных спектров системы Ag/Ni(111) с увеличением толщины серебра. Спектры измерены при нормальной эмиссии фотоэлектронов и энергии падающих фотонов $h\nu = 50$ eV. Линиями показано развитие sp -КЭС слоя Ag, напыленного на Ni(111).

покрытий и до 14 монослоев (ML) Ag. Некоторые из этих спектров представлены на рис. 1. Справа на рисунке указана текущая толщина пленки серебра в монослоях. По мере увеличения толщины пленки в спектрах регистрируется ряд особенностей, отмеченных на рисунке как sp_1 – sp_4 (они не наблюдаются в фотоэлектронных спектрах объемного Ag(111) [7]), которые смещаются по энергетической шкале в сторону уменьшения энергии связи (к уровню Ферми) по мере роста пленки. Примечательно, что при малых толщинах особенности

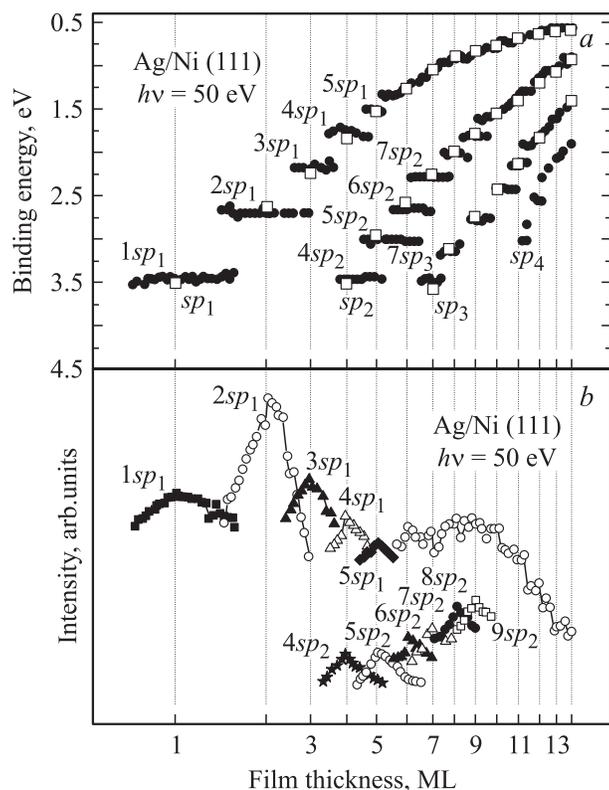


Рис. 2. *a* — энергия связи квантовых электронных состояний в зависимости от толщины слоя Ag, напыленного на Ni(111). Кружки — эксперимент, квадраты — теоретические оценки положений КЭС, полученные с помощью расширенной фазовой модели; *b* — зависимость интенсивности пиков КЭС от толщины слоя Ag.

квантовых состояний появляются дискретно по энергии связи. Это обусловливается относительно дискретным изменением ширины потенциальной ямы, минимальным шагом изменения которой является толщина одного атомного слоя. В обозначении особенностей (N_{sp_n}) n — порядковый номер КЭС, N — толщина, выраженная в монослоях пленки, в которой формируется данное квантовое состояние, а sp указывает на то, что квантовое состояние сформировано электронами sp -типа. Первая особенность $1sp_1$ появляется в спектрах при энергии связи 3.5 eV. Возникновение этой особенности можно связать с возбуждением sp -электронов из квантового состояния, которое сформировано при образовании стоячей волны в слое Ag толщиной в 1 ML. Это подтверждает анализ интенсивности пиков КЭС на рис. 2, *b*. При увеличении толщины серебра эта особенность постепенно исчезает и в фотоэлектронном спектре появляется новая особенность $2sp_1$ при энергии связи 2.7 eV, что свидетельствует о формировании второго монослоя. На рис. 2 представлены зависимости энергетического положения и интенсивности пиков КЭС от толщины слоя Ag(111). При увеличении толщины покрытия серебра интенсивность пика $2sp_1$ постепенно

растет, достигает максимума, а потом уменьшается и исчезает. Затем появляются новые особенности, указывающие на формирование новых монослоев. При толщине, равной 4 ML, и энергии 3.5 eV в спектрах возникает новая ветвь КЭС sp_2 . По максимуму интенсивности пика, соответствующего данному квантовому состоянию, также можно определить время формирования очередного монослоя [8,9]. На рис. 2, *b* показана зависимость интенсивности пиков КЭС от толщины пленки Ag. Действительно, начало формирования монослоя отвечает малой интенсивности соответствующего пика КЭС, которая по мере заполнения очередного монослоя растет и достигает максимума при окончании формирования этого монослоя. По мере роста следующего монослоя интенсивность отмеченного пика убывает, так как поверхность постепенно закрывается следующим слоем, а значит, увеличивается ширина потенциальной ямы, что приводит к нарушению условия формирования стоячей электронной волны для предыдущей ширины потенциальной ямы. Одновременно с этим появляется новый пик, соответствующий уже следующему квантовому состоянию, определяемому другой шириной потенциального ящика. При толщине Ag-пленки 14 ML в спектре можно явным образом выделить по меньшей мере четыре ветви (sp_1 – sp_4), отвечающие разным КЭС.

4. Обсуждение результатов

На основании представленных на рис. 1 и 2 экспериментальных результатов проведен сравнительный анализ энергетических спектров КЭС в рамках следующих моделей (рис. 3): 1) модели потенциального ящика с бесконечными стенками; 2) модели потенциального ящика со стенками конечной высоты, определяемой потенциалом дна зоны проводимости Ag(111); 3) фазовой модели, в которой условия ограничения волновых функций границами формируемой пленки Ag(111) определяются условиями, накладываемыми на изменение фазы электронных волн при отражении от подложки и поверхностного потенциального барьера. В последнем случае в отличие от моделей 1 и 2 величины изменения фазы электронных волн при отражении не фиксированы ($\pm\pi$), а зависят от энергии электронов, особенностей локальной электронной структуры подложки и поверхностного потенциального барьера. В настоящей работе рассмотрим два случая фазовой модели: классический вариант, когда имеет место отражение электронных волн Ag только в области локальной запрещенной зоны энергетической структуры подложки (Ni(111)), и вариант так называемой расширенной фазовой модели, когда дополнительно учитывается отражение электронных волн от подложки (а следовательно, и формирование соответствующих квантовых состояний) в области энергий связи, находящихся вне границ запрещенной зоны: на электронных состояниях с другим типом симметрии, не

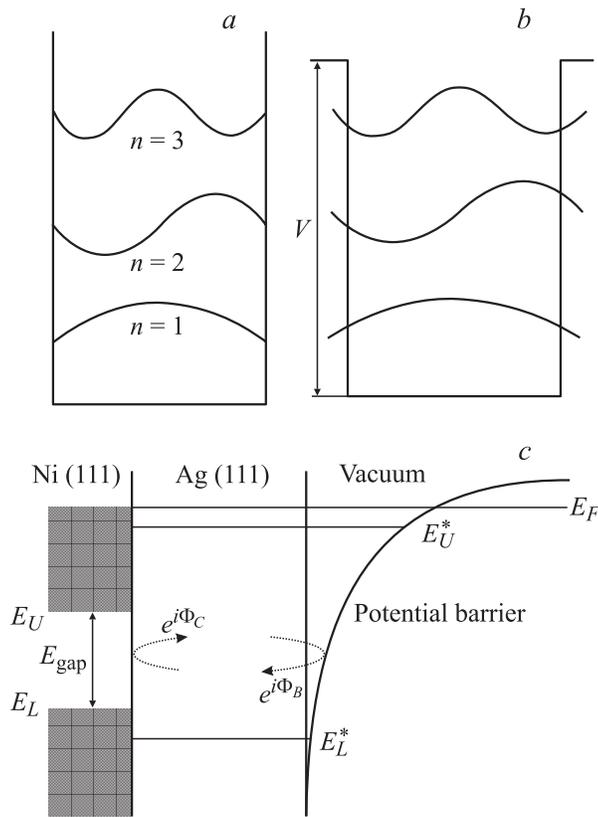


Рис. 3. Модели ограничения электронных волновых функций в тонкой металлической пленке. *a* — модель потенциального ящика с бесконечными стенками, *b* — модель потенциального ящика со стенками конечной высоты, *c* — фазовая модель.

позволяющим „смешиваться“ электронным состояниям адсорбированного металла и подложки. При этом все модели основаны на рассмотрении одномерной задачи, в которой учитывается движение электрона только в одном направлении *z* (перпендикулярно поверхности подложки), т.е. именно в том направлении, в котором экспериментально наблюдаются квантово-размерные эффекты [6].

4.1. Модель потенциального ящика с бесконечными стенками. Суть модели заключается в рассмотрении волновой функции свободного электрона, ограниченного одномерным потенциальным ящиком с бесконечными стенками. Хотя эта модель является очень грубой, она позволяет проиллюстрировать основные моменты формирования квантовых электронных состояний. Волновая функция в этом случае определяется выражением

$$\varphi(z) \propto \sin\left(\frac{\pi n z}{d}\right), \quad (1)$$

где *n* — число узлов волновой функции, *d* — размер ящика или толщина слоя. На рис. 3, *a* показаны возможные виды волновой функции для различных *n*. Энергетический спектр получается дискретным. Разрешенные

электронные уровни энергии определяются условием

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\pi n}{d}\right)^2, \quad (2)$$

где *m* — масса свободного электрона. В данной модели волновой вектор *k* определяется выражением

$$k = \frac{\pi n}{d}, \quad (3)$$

что является необходимым условием формирования в потенциальном ящике стоячей электронной волны, которая полностью отражается от границ без проникновения за его пределы. Для того чтобы сопоставить энергии *E* в данной модели энергии связи в реальной системе, необходимо рассматривать перевернутый потенциальный ящик, где энергия отсчитывается от уровня Ферми $E_F = 0$.

Из такого рассмотрения следует, что при увеличении толщины слоя энергия данного квантового состояния должна уменьшаться, что действительно наблюдается на экспериментальных спектрах: из рис. 1 и 2, *a* видно, что энергия связи пиков КЭС уменьшается по мере увеличения толщины пленки и пики КЭС смещаются в сторону уровня Ферми. Расчет энергий КЭС ветви *n* = 1 для различных размеров потенциального ящика представлен на рис. 4 (точки 1). Толщина одного монослоя выбрана соответствующей величине постоянной решетки Ag в направлении (111), равной 2.359 Å. Видно, что, как и в случае экспериментально полученной зависимости (рис. 1), энергии связи пиков КЭС убывают с ростом толщины пленки, хотя значения энергий, полученные из эксперимента, не совпадают с рассчитанными.

4.2. Модель потенциального ящика с барьерами конечной высоты. Если электронная волна

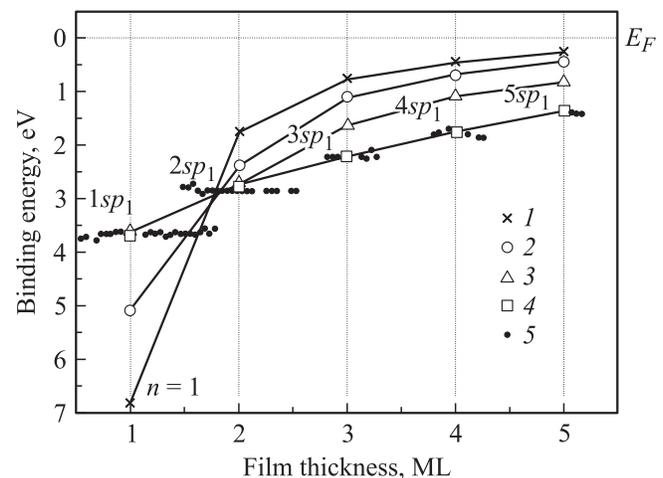


Рис. 4. Энергии связи первой ветви квантовых электронных состояний *sp*₁ для 5 ML Ag на Ni(111), полученные из разных моделей. 1 — расчеты на основе модели потенциального ящика с бесконечными стенками, 2 — на основе модели потенциального ящика со стенками конечной высоты, 3 — на основе классической фазовой модели, 4 — на основе расширенной фазовой модели, 5 — экспериментальные данные.

ограничена потенциальным ящиком конечной высоты, для нее существует вероятность проникновения за пределы потенциального ящика. Это приводит к выводу необходимости анализа с использованием фазовых сдвигов. Как и в случае модели с бесконечными стенками, для расчетов нужно брать перевернутый потенциальный ящик с уровнем Ферми $E_F = 0$. Возможные виды волновой функции представлены на рис. 3, *b*. Для этой модели уже можно ожидать результат более близкий к экспериментальным данным. Высота стенок потенциального ящика V в данной модели выбрана соответствующей ширине валентной зоны sp -состояний Ag(111) (от 0.3 до 7.2 eV). В рамках указанной модели нужно решить одномерное уравнение Шредингера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + V(z)\right) \Psi = E\Psi, \quad (4)$$

где z — направление движения электрона в потенциальном ящике перпендикулярно потенциальным барьерам, $V(z)$ — потенциал прямоугольной потенциальной ямы. Эта квантово-механическая задача дает дискретный энергетический спектр для четных и нечетных волновых функций. Результаты расчета энергетических уровней для одной ветви четных решений приведены на рис. 4 (точки 2). Значения энергий квантовых состояний, полученные в рамках данной модели, уже ближе расположены к экспериментальным точкам, что предполагает необходимость более детального рассмотрения фазовых сдвигов электронной волновой функции при отражении от потенциальных барьеров.

4.3. Фазовая модель.

4.3.1. Классический вариант. Эта модель основана на приближении почти свободных электронов и была разработана для анализа спектров КЭС тонких слоев благородных металлов на различных подложках [10–13]. Уровни энергий КЭС в данной модели находятся при решении так называемого фазового уравнения

$$\Phi_B + \Phi_C + 2kd = 2\pi n, \quad (5)$$

которое есть условие существования стоячих волн в системе сложного потенциального ящика, приведенное к условию суммарного изменения фазы электронных волн в системе при отражении от границ системы и при прохождении самой пленки металла. Здесь n — целое, Φ_B и Φ_C — фазовые сдвиги, возникающие при отражении электронной волны от барьера вакуум/металл и барьера на межфазовой границе металл/подложка соответственно. Член $2kd$ показывает изменение фазы при распространении электронной волны в слое металла толщиной d ; k — волновой вектор электрона, движущегося в тонкой пленке перпендикулярно поверхности слоя. Условие квантования (5) можно получить, используя модель почти свободных электронов, где волновая функция блоховского типа складывается из отраженных волн, бегущих навстречу друг другу (рис. 3, *c*), что

приводит к формированию стоячей волны в металлической пленке [10,11]. Уравнение (5) учитывает отражение электронной волны для энергий электронов в пределах локальной запрещенной зоны электронной структуры подложки и определяет условие ограничения волновых функций в адсорбируемой пленке только энергетическими границами запрещенной зоны. Вне границ запрещенной зоны ограничения волновых функций нет, и спектр квантовых электронных состояний не должен формироваться. Фазовое уравнение можно решить графически. Для этого перепишем его в более удобной форме

$$\Phi_B + \Phi_C - 2\pi n = -2kd. \quad (6)$$

Для вычисления фазового сдвига Φ_C обычно пользуются предложенной в работе [9] эмпирической формулой

$$\Phi_C = 2 \arcsin \sqrt{\frac{E - E_L}{E_U - E_L}} - \pi, \quad (7)$$

где E_U и E_L — энергии верхней и нижней границ запрещенной зоны подложки. Выражение для фазового сдвига электронной волны при отражении от барьера вакуум/металл Φ_B взято из [14], где учитывается влияние потенциала сил зеркального изображения

$$\frac{\Phi_B}{\pi} = \sqrt{\frac{3.4 \text{ eV}}{E_V - E}} - 1, \quad (8)$$

где E_V — уровень вакуума, E — энергия связи электрона. Член $2kd$ обычно описывается в рамках двухзонной модели на основании приближения почти свободных электронов [11], однако в рамках данной работы он оценивался на основании хорошо зарекомендовавшей себя модели сильной связи в простейшем приближении линейной атомной цепочки [8,9]

$$2kd = 2ka_0N = 2 \arccos \left(1 - \frac{2E}{E_U^* - E_L^*}\right) N, \quad (9)$$

где a_0 — толщина одного монослоя, N — количество монослоев, E_U^* и E_L^* — верхняя и нижняя границы sp -зоны Ag. На рис. 5, *a* и *b* показаны дисперсионные кривые валентных состояний Ag(111) и Ni(111) в направлении ΓL зоны Бриллюэна, где в качестве верхней и нижней границ запрещенной зоны Ni(111) были взяты значения 4.2 и 2.6 eV. В [6] для системы Ag/Ni(111) в качестве локальной запрещенной зоны Ni(111) был взят диапазон 4.8–2.6 eV в точном соответствии с теоретическими расчетами из работы [15]. Однако в качестве верхней границы запрещенной зоны в настоящей работе было взято значение без учета гибридизации электронов серебра и Ni(111) — 4.2 eV. На рис. 5, *c* представлено графическое решение уравнения (6). Пересечения кривых $\Phi_B + \Phi_C - 2\pi n$ и $-2ka_0N$ дают уровни энергий связи КЭС. Первая ветвь решений фазового уравнения (6) представлена на рис. 4 точками 3. Наблюдается явное улучшение соответствия расчетных значений и экспериментальных данных.

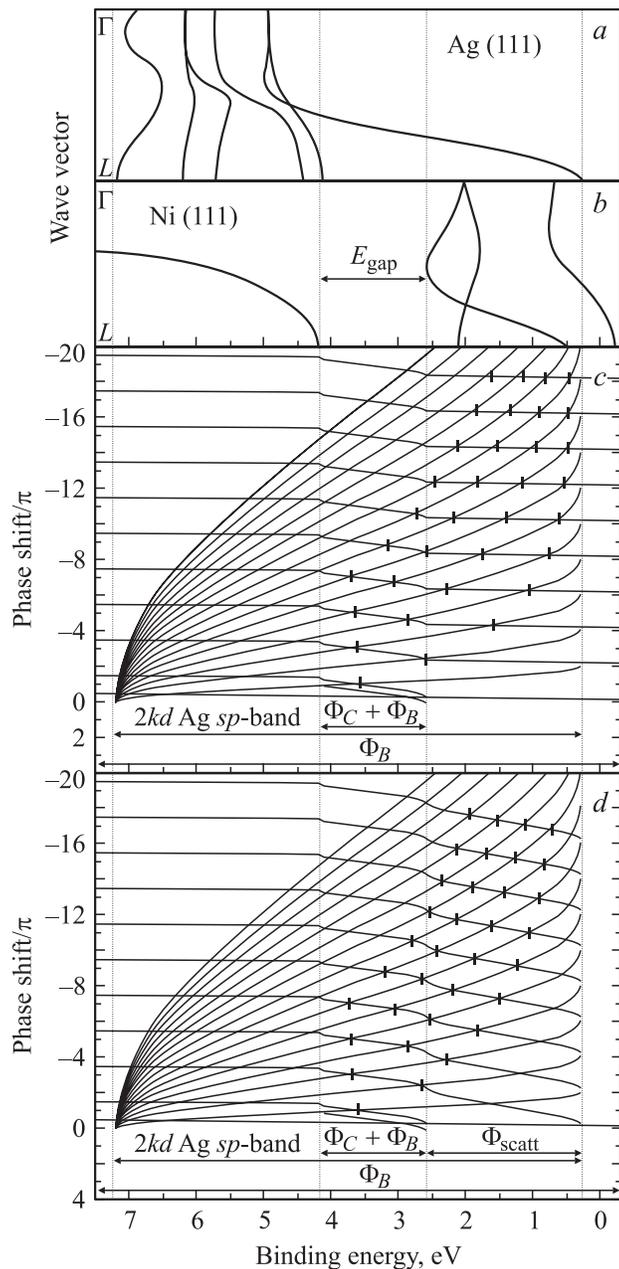


Рис. 5. *a, b* — схемы валентной зоны Ni(111) и Ag(111) в направлении ΓL зоны Бриллюэна, E_{gap} — локальная ширина запрещенной зоны Ni в направлении (111); *c, d* — фазовые диаграммы, отображающие (черточки) соответственно графическое решение расширенного фазового уравнения и расширенного фазового уравнения, в котором учитывается дополнительный фазовый сдвиг Φ_{scatt} .

4.3.2. Расширенная фазовая модель. Если сравнивать области формирования КЭС в пленке Ag на Ni(111) с энергетическим положением запрещенной зоны в электронной структуре Ni(111), можно видеть, что в эксперименте наблюдаются квантовые состояния вне границ запрещенной зоны локальной электронной структуры подложки Ni(111). Расширенная фазовая мо-

дель (рис. 3, *c*) учитывает отражение электронной волны, формирующейся в тонкой пленке, также и вне границ запрещенной зоны подложки за счет отражения электронных волн от состояний подложки с другим типом симметрии. Для этого в работе [8] было предложено использовать в фазовом уравнении (6) дополнительный член Φ_{scatt} , возникающий вследствие рассеяния электронной волны на состояниях подложки вне области энергетической щели подложки. Наилучшее приближение для фазового сдвига Φ_{scatt} (рис. 5, *d*) может быть выбрано следующим образом: $\Phi_{\text{scatt}} = 0$ в энергетической щели Ni(111) (4.2–2.6 eV), где суммарный сдвиг фазы может быть описан только на основе суммы $(\Phi_B + \Phi_C)$, а в пределах зоны состояний с другим типом симметрии (для области энергий 2.6–0.3 eV) — в соответствии с выражением типа (9) при $N = 1$ с учетом Φ_B (см. [8]). В этом случае фазовое уравнение приобретает вид

$$\Phi_B + \Phi_C + \Phi_{\text{scatt}} - 2\pi n = -2kd. \quad (10)$$

Энергии связи КЭС — графические решения данного уравнения — показаны черточками на рис. 5, *d*, из которого видно, что полученные КЭС существуют как в запрещенной зоне подложки Ni(111) (4.2–2.6 eV), так и вне ее (2.6–0.3 eV). КЭС, формирующиеся в тонкой пленке за счет отражения электронной волны от волновых функций подложки с другим типом симметрии, принято называть резонансными квантовыми состояниями [9,16]. Первая ветвь решений расширенного фазового уравнения (10) приведена на рис. 4 (точки 4) для сравнения с другими моделями, а на рис. 2, *a* показаны три ветви КЭС и экспериментальные результаты. Как видно из рис. 4, для расширенной фазовой модели получается наилучшая корреляция с экспериментальными результатами.

5. Заключение

На примере тонкого упорядоченного слоя серебра, выращенного на монокристаллической грани Ni(111), был проведен сравнительный анализ моделей, описывающих формирование КЭС в тонкой металлической пленке в зависимости от ее толщины. Проводились модельные расчеты энергетического положения квантовых состояний в исследуемых Ag-слоях, формирующихся при отражении электронных волн от поверхностного потенциального барьера и от межфазовой границы Ag/Ni(111). При этом использовались представления (модели) с разной степенью учета реальной энергетической структуры подложки (Ni(111)), которая определяет особенности отражения электронной волны от межфазовой границы. В модели простейшего потенциального ящика с бесконечными стенками, где особенности электронной структуры Ni(111) не принимаются во внимание и отражение считается чисто зеркальным с изменением фазы на π независимо от энергии, расчет дает лишь

качественную иллюстрацию формирования КЭС. В следующем приближении учитывается конечная высота стенок потенциального ящика, определяемая энергиями краев валентной *sp*-зоны Ag(111). Наличие локальной запрещенной зоны в области энергий 2.6–4.2 eV в Ni(111) приводит к необходимости перехода к классической фазовой модели, которая учитывает зависимость набега фаз от энергии в области запрещенных состояний подложки. Наиболее хорошо энергетические положения наблюдаемых КЭС и их изменение по мере роста пленки Ag описываются для всего энергетического диапазона в рамках расширенной фазовой модели, которая учитывает особенности отражения электронных волн как в области энергий, где в электронной структуре подложки Ni(111) имеется относительная запрещенная зона, так и в области 0.3–2.6 eV, где симметрия волновых функций разрешенных электронных состояний подложки и тонкого Ag-слоя различаются, что также приводит к изменению фазы электронной волны при отражении от межфазовой границы. Использование этой расширенной модели накопления фаз позволяет получить энергии КЭС, совпадающие с полученными экспериментально для всех исследуемых толщин и ветвей квантовых состояний с точностью до 0.1 eV.

Список литературы

- [1] W.E. Macmahon, T. Miller, T.-C. Chang. *Mod. Phys. Lett. B* **8**, 1075 (1994).
- [2] M.A. Mueller, T. Miller, T.-C. Chiang. *Phys. Rev. B* **41**, 5214 (1990).
- [3] Д.В. Вялых, А.М. Шикин, Г.В. Прудникова, А.Ю. Григорьев, А.Г. Стародубов, В.К. Адамчук. *ФТТ* **44**, 157 (2002).
- [4] N.V. Smith. *Phys. Rev. B* **32**, 3549 (1985).
- [5] T.-C. Chiang. *Surf. Sci. Rep.* **39**, 181 (2000).
- [6] A. Varykhalov, A.M. Shikin, W. Gudat, P. Moras, C. Grazioli, C. Carbone, O. Rader. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 247601 (2005).
- [7] S.D. Kevan, R.H. Gaylord. *Phys. Rev. B* **36**, 5809 (1987).
- [8] A.M. Shikin, D.V. Vyalikh, G.V. Prudnikova, V.K. Adamchuk. *Surf. Sci.* **487**, 135 (2001).
- [9] A.M. Shikin, O. Rader, G.V. Prudnikova, V.K. Adamchuk, W. Gudat. *Phys. Rev. B* **65**, 075403 (2002).
- [10] P.M. Echenique, J.B. Pendry. *J. Phys. C* **11**, 2065 (1978).
- [11] N.V. Smith, N.B. Brookes, Y. Chang, P.D. Johnson. *Phys. Rev. B* **49**, 332 (1994).
- [12] J.E. Ortega, F.J. Himpsel. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 844 (1992).
- [13] M.A. Mueller, A. Samsavar, T. Miller, T.-C. Chiang. *Phys. Rev. B* **40**, 5845 (1989).
- [14] S. Hüfner. *Photoelectron spectroscopy: principles and applications*. Springer (1995).
- [15] C.S. Wang, J. Callaway. *Phys. Rev. B* **15**, 298 (1977).
- [16] T. Miller, A. Samsavar, T.-C. Chiang. *Phys. Rev. B* **50**, 17686 (1994).