

Незаполненные электронные состояния в спектрах полного тока и спектрах прохождения низкоэнергетических электронов дисульфида молибдена

© О.Ф. Панченко

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина

E-mail: panch@mail.fti.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 17 июля 2002 г.)

Дана теоретическая интерпретация тонкой структуры спектров полного тока и спектров прохождения низкоэнергетических электронов по нормали к поверхности (0001) монокристалла MoS_2 . В расчетах учитывались энергетическая зависимость уширения зонных уровней энергии и электронное строение конечных незаполненных высоколежащих состояний (выше уровня вакуума E_{vac}), в которые попадают электроны при входе в твердое тело. Проведено сравнение с существующими экспериментальными и теоретическими данными. Показана преобладающая роль эффектов объемной зонной структуры (экстремумы в спектрах отражают энергетическое положение критических точек типа краев (границ) энергетических зон или точек экстремальной кривизны дисперсионных ветвей) в формировании спектров. Развиваемый метод позволяет отделить объемные эффекты в спектрах от поверхностных, что может успешно применяться для контроля состояния поверхности в процессе обработки.

Настоящая работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины.

Электронная зонная структура $E(\mathbf{k})$ является фундаментальной характеристикой, определяющей большинство физических свойств твердых тел (например, явления переноса, оптические и фотоэмиссионные (ФЭ) свойства). Она (а именно электронные состояния в окрестности уровня Ферми E_F) также является одним из главных факторов, определяющих функционирование приборов твердотельной электроники. При этом важно не только расположение электронных состояний по энергии (обуславливающее, например, ширину запрещенной зоны), но и расположение этих состояний в \mathbf{k} -пространстве. Традиционными методами исследования незаполненных высоколежащих состояний являются спектроскопия поглощения рентгеновских лучей (XAS) [1], спектроскопия рентгеновских излучательных переходов (BIS) [1,2], спектроскопия характеристических потерь энергии электронов внутренних оболочек (EELS) [1,3], обратная ФЭ-спектроскопия (IPES) [1,4,5], спектроскопия дифракции низкоэнергетических электронов (ДНЭ–VLEED) [6,7], низкоэнергетическая вторично-электронная эмиссионная спектроскопия (SEES) [8,9], низкоэнергетическая спектроскопия полного тока (ПТ) — TCS [5,10–23] и ее разновидность — спектроскопия прохождения низкоэнергетических электронов (ПНЭ) — LEET [24–28]. Последние два метода, отличаясь высокой поверхностной чувствительностью и отсутствием разрушающего воздействия на исследуемый образец, наряду с применением для анализа элементарных возбуждений и приповерхностных состояний в настоящее время используются для контроля чистоты поверхности в процессе очистки от примесей, определения работы выхода и т.д. Следует

отметить и то, что экспериментальная простота этих двух методов позволяет применить их для контроля параметров $E(\mathbf{k})$ непосредственно в процессе производства полупроводниковых приборов. Хотя измеряемые при этом высоколежащие состояния непосредственно не относятся к состояниям вблизи E_F , изменения этих состояний взаимосвязаны.

Благодаря особенностям кристаллической и электронной структуры [29] слоистые дихалькогениды редких металлов (ДХРМ) обладают рядом уникальных свойств; в результате создаваемые на их основе материалы не имеют аналогов и не могут быть эквивалентно заменены. К этим веществам относятся бинарные соединения со слоистой решеткой, обладающие сильной анизотропией межатомных взаимодействий, что определяет „аномальность“ и разнообразие многих их свойств, в частности строения собственных энергетических уровней: тонкой структуры (ТС), расщепления, перекрытия и взаимного расположения в \mathbf{k} -пространстве. Так, монокристалл $2H\text{-MoS}_2$ (прототип материала для оптоэлектронных и фотовольтаических устройств) обладает кристаллической гексагональной структурой с тригонально-призматической координацией (кристаллическая группа D_{6h}^4) и является ковалентным кристаллом (с электронной конфигурацией внешних оболочек атомов Mo: $4d^55s$) с малой ионностью. Относительно сильная связь внутри слоев и слабая связь между слоями (квазидвумерность) приводят к сильной модуляции кристаллического потенциала в перпендикулярном слоям направлении и соответственно к сильному рассеянию в нем (при интеркаляции щелочных металлов слоистые материалы становятся практически полностью двумерными [30]). ДХРМ харак-

теризуются большой элементарной ячейкой и жестким нелокальным псевдопотенциалом из-за наличия d -зон. Результаты многочисленных теоретических расчетов зон ДХРМ противоречивы (особенно в структуре полосы проводимости) и не позволяют детально объяснить природу экспериментально установленных особенностей оптических и ФЭ-спектров. Значения энергий ширин зон и расстояний между ними, взятые из разных работ, различаются в несколько раз. В связи с этим исследование спектров ПТ и ПТЭ ДХРМ представляет определенный интерес, поскольку данные о пороговых характеристиках возбуждения переходов в таких элементах позволяют получать новую информацию о свойствах электронов сильно гибридных d -, p - и s -состояний.

Цель настоящей работы — теоретическое изучение и интерпретация ТС спектров ПТ и ПНЭ поверхности $2H\text{-MoS}_2$ (0001) на основе объемной $E(\mathbf{k})$ и развитие методики обработки экспериментальных результатов для получения максимальной информации о законе дисперсии электронов выше E_{vac} .

1. Теоретическая модель

Всесторонний анализ ТС экспериментальных спектров ПТ и ПНЭ оказался затруднительным в связи с необходимостью учета многообразия физических процессов, происходящих при взаимодействии потока первичных электронов I_p с кристаллом в приповерхностной области образца [31]. Так, авторы [11] изучали положения максимумов спектров ПТ $E_i = -d^2I/dE^2$ монокристалла графита при различных углах падения \mathbf{k} первичных электронов и строили зависимость конечных состояний зоны проводимости $E = E_i$ как функцию $E(\mathbf{k})$. Однако в этом случае информация о $E(\mathbf{k})$ может быть искаженной из-за совместного действия структуры зон, что требует более детального теоретического рассмотрения. Существует несколько теоретических подходов к интерпретации спектральных особенностей. Авторы первого подхода сравнивали экспериментальные спектры ПТ [15–20] и ПНЭ [24–26] с расчетной объемной плотностью незаполненных электронных состояний $\rho(E)$; при этом в пренебрежении уширением энергетических уровней проанализировано только положение линий в спектре, а не их форма и интенсивность; не показаны границы применимости предельного перехода к одномерной (трехмерной [17]) $\rho(E)$. Заметим, что в работе [28] на основе простых модельных расчетов показана неприменимость такого подхода для интерпретации спектров ПНЭ графита (вариации $\rho(E)$ не отражаются в спектрах, за исключением межзонных промежутков). Более адекватными являются подходы динамической теории дифракции медленных электронов (ДМЭ–LEED) [20–23] (альтернативный подход матрицы рассеяния в рамках динамической теории ДМЭ приведен в [32]) и формализм ДНЭ [6], когда волновая функция в вакууме (суперпозиция первичной плоской

волны и всех дифракционных пучков) сшивается с волновой функцией в кристалле (суперпозиция всех блоховских волн). Необходимо отметить, что методы многократного рассеяния [20–23,32] не приспособлены для анализа $E(\mathbf{k})$; кроме того, возникают сложности с включением в расчет полного потенциала кристалла.

Физическая природа наблюдаемой в экспериментах ТС спектров ПТ и ПНЭ определяется механизмами взаимодействия медленных электронов с поверхностью и обусловлена многократным рассеянием дифракционного пучка на поверхностном потенциальном барьере. Экспериментально измеряемыми спектрами служат производные по энергии первичных электронов E_p от полного (интегрального) тока в цепи образца I или тока прохождения I как функции E_p при условии полного отбора вторичных электронов и неизменности I_p . При этом $I = I_p - I_s$, где I_s — ток уходящих из образца электронов, как упруго-, так и неупругоотраженных. К последним относятся неупругоотраженные первичные электроны, высоковозбужденные электроны твердого тела, оже-электроны и истинно вторичные электроны, появление которых существенно зависит от величины E_p . При низких энергиях E_p (< 10 eV) преобладает упругое (квазиупругое) отражение (при взаимодействии электронов с атомами и ионами решетки кристалла), которое становится сравнимым с неупругой компонентой (образование электронно-дырочных пар) при $E_p \leq 40$ eV. В области энергий до 100 eV доля упругого отражения составляет несколько процентов и преобладает электрон-электронное рассеяние с возбуждением межзонных переходов. Наряду с возбуждением межзонных переходов в спектрах могут проявляться пороговые возбуждения твердого тела при электронном воздействии: плазменные колебания, состояния примесных атомов, вакансий и т.д., которые приводят к размытию и уменьшению амплитуды спектральной структуры. Однако основной структурой спектра следует считать особенности, отражающие фундаментальные свойства рассматриваемого материала и связанные с объемной $E(\mathbf{k})$ кристалла.

Как и ранее [33–36], в расчетах рассматривалось рассеяние электронов с заданным импульсом на кристалле в приближении, когда вероятность рассеяния пропорциональна числу конечных состояний на данном уровне энергии E с заданным направлением квазиимпульса Ω . При этом ток через образец описывается выражением

$$I(E, \Omega) = \frac{1}{V} \sum_{nk} [1 - f_F(E_{nk})] \left| \frac{1}{\hbar} \nabla_k E_{nk} \right| \times \delta(E - E_{nk}) \delta(\Omega - \Omega_{nk}), \quad (1)$$

где E_{nk} — закон дисперсии электронов ($E(\mathbf{k})$); Ω_{nk} — единичный вектор вдоль направления $\nabla_k E_{nk}$; $f_F(E_{nk})$ — равновесная функция заполнения Ферми–Дирака, которая при $E > E_{\text{vac}}$ равна нулю; $E_{\text{vac}} = E_F + e\phi$; $E_F = 6$ eV [37] — середина запрещенной зоны;

$e\phi = 4.9 \text{ eV}$ [5] — работа выхода, V — объем кристалла. Переходя от суммирования по \mathbf{k} к интегрированию по поверхности постоянной энергии $E_{nk} = E$, получаем (в пренебрежении эффектами дифракции на поверхности кристалла)

$$I(E, \Omega) \propto \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \times \int \frac{dE'}{\pi} N(E', \Omega) \frac{\hbar\Gamma(E')/2}{(E - E')^2 + \hbar^2\Gamma^2(E')/4}, \quad (2)$$

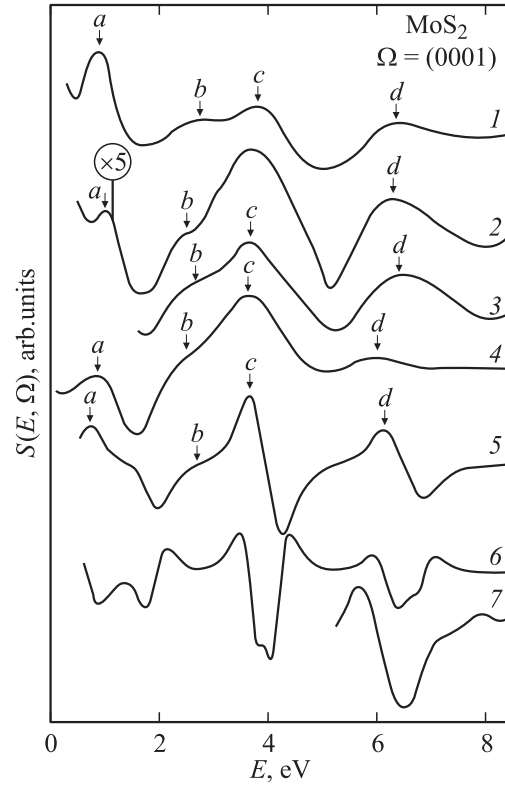
где $N(E, \Omega)$ — число энергетических зон вдоль направления Ω , для которых выполняется равенство $E = E_{nk}$. Здесь учтена конечная ширина $\hbar\Gamma(E) = \hbar/\tau(E)$ электронных уровней путем замены δ -функции по энергии в (1) на соответствующий лоренциан. При этом время жизни возбужденного состояния $\tau(E)$ (потенциал абсорбции V_i) за счет неупругих взаимодействий определялось из [38,39]

$$\hbar/\tau(E) \sim \sqrt{E - E_0} (E - E_F)^2, \quad (3)$$

где $E_0 = 0$ — положение дна валентной зоны.

Выражение (2) справедливо, когда Ω совпадает с осью симметрии кристалла (при нормальном падении потока электронов на образец). Для построения ступенчатой функции $N(E, \Omega)$ мы воспользовались расчетами объемной $E(\mathbf{k})$ $2H\text{-MoS}_2$, полученной слоевым методом в [37], основанным на методе рассеяния слоев, развитом при изучении ДМЭ. Следует отметить, что данные [37] расчетов низших незаполненных зон $2H\text{-MoS}_2$ ($E - E_F < 4 \text{ eV}$) хорошо согласуются с угловыми зависимостями обратной ФЭ-спектроскопии [5].

При учете поверхностных эффектов, которые вносят вклад в формирование $N(E, \Omega)$, важно принимать во внимание следующее. Специфика электронного спектра поверхности ДХРМ связана с тем, что электронный спектр, характерный для объема, практически не нарушается в приповерхностной области и только на его фоне проявляются локальные поверхностные состояния или поверхностные резонансы. Это подтверждается данными многочисленных ФЭ-исследований (см., например, [40] для $2H\text{-MoS}_2$). Исследования методом ДМЭ [41] показали, что геометрическая структура объема $2H\text{-MoS}_2$ сохраняется и на поверхности с теми же размерами решетки, при этом, однако, наблюдалось сжатие до 5% межслоевого расстояния. Заметим, что чувствительность методов спектроскопии ПТ и ПНЭ к геометрической структуре поверхности оказывается более слабой [6], чем в обычной ДМЭ [42] при более высоких энергиях. В работе [43] для изучения поверхности $2H\text{-MoS}_2$, полученной скалыванием в высоком вакууме ($8 \cdot 10^{-7} \text{ Pa}$) или очисткой ионами Ag^+ с энергией 3 keV, применена оже-электронная спектроскопия. Опытные данные показали образование несовершенств в базовой поверхности (возникновение дефектов и „краевых“ атомов) без существенного искажения структуры объема.



Спектры ПТ и ПНЭ по нормали к поверхности (0001) монокристалла $2H\text{-MoS}_2$. 1 — эксперимент (ПТ) $dI(E, \Omega)/dE$ [18]; 2 — эксперимент (ПТ) $dI(E, \Omega)/dE$ [15]; $I_p \sim 10^{-8} \text{ A}$; 3 — эксперимент (ПНЭ) $dI(E, \Omega)/dE$ [27], $I_p = 3 \cdot 10^{-11} \text{ A}$; 4 — теория (ПТ) $dI(E, \Omega)/dE$ [32]; 5 — расчет $dI(E, \Omega)/dE$; 6 — расчет $-d^2I(E, \Omega)/dE^2$; 7 — эксперимент (ПТ) $-d^2I(E, \Omega)/dE^2$ [5]. Кривые 1–7 разнесены по оси ординат произвольным образом. Энергия E отсчитывается от E_{vac} . Стрелки указывают основные особенности на кривых.

2. Результаты и их обсуждение

На рисунке представлены экспериментальные спектры ПТ $dI(E, \Omega)/dE$ (полученные в [18] и [15], кривые 1 и 2 соответственно) и спектр ПНЭ $dI(E, \Omega)/dE$ [27] (кривая 3) нормального падения на поверхность (0001) монокристалла $2H\text{-MoS}_2$. Полуширина ΔE энергетического распределения первичных электронов составляла 0.5 eV [15,18], энергия электронов модулировалась с частотой 430 Hz [15] (400 Hz [18]) и амплитудой 0.15 eV [15] (0.1 eV [18]). Спектры имеют ТС, интенсивность которой составляет 1% от величины максимума распределения первичных электронов (на рисунке не показан), появляющегося при энергии, при которой электроны начинают попадать на образец. Здесь же для сравнения приведены результаты расчета спектра ПТ $dI(E, \Omega)/dE$, полученные в [32] в рамках динамической теории ДМЭ (кривая 4), и результаты расчета спектра $dI(E, \Omega)/dE$ по формуле (2) (кривая 5) вдоль перпендикулярного слоям направления ΓA объемной зоны Бриллюэна, соответствующего спектрам ПТ и ПНЭ нормального падения. Положения характерных

максимумов на кривых обозначены буквами a, b, c, \dots по возрастанию энергии.

Различия в положении особенностей на экспериментальных и теоретических кривых связаны со следующим.

1) Сказывается приближенный характер зонных расчетов для высоколежащих уровней. Необходима самосогласованная теория зон, корректно учитывающая сильную анизотропию решеток ДХРМ, межзонную гибридизацию состояний ($d-p$ - и $p-s$ -взаимодействие), спин-орбитальные и межслоевые эффекты, необычные особенности d -состояний Mo, резкие вариации электронной плотности в сочетании со значительной делокализацией волновых функций при высоких энергиях. Согласно [6], незаполненные высоколежащие электронные состояния (вопреки общепринятой точке зрения) могут характеризоваться значительными отклонениями от свободноелектронной дисперсии и испытывать значительное влияние многоэлектронных эффектов. Последние вносят вклад в уширение спектральной структуры (V_i) и уменьшение ее амплитуды, что необходимо учитывать в энергетическом диапазоне, где величина V_i и ширина запрещенных зон имеют один порядок.

2) Как и любая другая спектроскопия, спектроскопии ПТ и ПНЭ имеют собственную внутреннюю точность: экстремумы $dI(E, \Omega)/dE$ могут быть незначительно сдвинуты относительно краев (границ) энергетических зон в пределах 0.1–0.3 eV. Следует отметить и то, что идентификация ТС спектров ПС (расчет — кривая b и экспериментальные данные [5] — кривая 7 на рисунке) и спектров ПНЭ с помощью отрицательной второй производной $-d^2I(E, \Omega)/dE^2$ менее эффективна (см., например, [11]), поскольку в этом случае пики значительно сдвигаются от краев зон и между ними появляется паразитная структура.

3) Имеются экспериментальные погрешности, связанные с формированием коллимированного пучка электронов в области низких энергий, осуществлением полного отбора вторичных электронов, отклонением электронного пучка от нормали при некоторой погрешности в ориентации граней, а также с высокой поверхностной чувствительностью спектров ПТ и ПНЭ, определяемой не только малой глубиной анализируемой области, но и сильной зависимостью от физико-химических поверхностных процессов [13,14,18,24,27]. Так, интенсивность максимума a на рисунке (кривая 1) ослабляется при адсорбции кислорода [18]. Максимум b при адсорбции смещается в низкоэнергетическую область приблизительно на 0.8 eV. Наличие на поверхности адсорбата или чужеродных атомов, примесей со сравнительно большими концентрациями в области между слоями, а также легкость образования дефектов укладки слоев в процессе кристаллизации ДХРМ приводят к упругому рассеянию на большие углы, тем самым открываются новые каналы проникновения электронов в кристалл. В спектрах могут возникать и дополнительные структуры, связанные с поверхностными резонансами [42,44].

Такие резонансы формируются дифракционными пучками с энергией несколько меньше порога выхода в вакуум и характеризуются малым уширением по сравнению с особенностями объемной $E(\mathbf{k})$. Все это предъявляет повышенные требования к подготовке и качеству исследуемой поверхности образца [27]. Скалывание и механическая полировка образца в воздухе перед помещением в высоковакуумную камеру приводят к моментальному загрязнению поверхности $2H-MoS_2$, которая является сильно нестабильной. Загрязнение поверхности слоистых материалов можно устранить длительным высокотемпературным (до 600 [27], 700 [15] и 1200 K [18]) прогревом в сверхвысоком вакууме ($< 5 \cdot 10^{-8}$ Pa [15]; $10^{-7} - 10^{-6}$ Pa [27]) непосредственно перед каждым измерением, при этом чистота поверхности (отсутствие сигналов кислорода, углерода и других загрязнений) должна тщательно контролироваться с помощью оже-электронной спектроскопии [18] или ДМЭ [5,27]. Критерием очистки поверхности должны служить воспроизводимость формы спектров и величины потенциала поверхности в серии последовательных высокотемпературных прогревом. Вместе с тем следует помнить, что интенсивная термическая обработка в целом может привести к нежелательным изменениям состояния мишени (ее состава, кристаллической структуры, к фазовым переходам, химическим реакциями и т.п.). В настоящее время помимо термообработки применяется и бомбардировка поверхности ионами инертных газов (с применением метода ДМЭ). Последнее приводит к образованию радиационных дефектов в приповерхностной области кристалла. Иногда кластеры дефектов выстраиваются упорядоченно, образуя „сверхрешетку“. Наряду с аморфизацией приповерхностного слоя возможно образование „сверхструктур“ на поверхности и при получении монокристаллов.

Полученное соответствие между основными особенностями экспериментальных и теоретических спектров ПТ и ПНЭ свидетельствует о преобладающей роли эффектов объемной $E(\mathbf{k})$ в формировании спектральной структуры. При этом появляется возможность экспериментального изучения закона дисперсии электронов в области энергий значительно выше E_{vac} и использования данных спектроскопии ПТ и ПНЭ в более совершенных расчетах $E(\mathbf{k})$, указывая, какие особенности в спектрах связаны с теми или иными зонами, и дополняя тем самым традиционно используемые данные оптической и ФЭ-спектроскопии (PES). Экстремумы в спектрах ПТ и ПНЭ (соответствуют скачкам или порогам функции $N(E, \Omega)$ [33–36]) отражают энергетическое положение критических точек в $E(\mathbf{k})$ типа краев (границ) зон или точек экстремальной кривизны дисперсионных ветвей. Исследование и интерпретация экспериментальных спектров ПТ и ПНЭ при различных углах падения первичных электронов могут дать прямую информацию об особенностях $E(\mathbf{k})$ во всей зоне Бриллюэна. Она может быть использована (наряду со спектроскопией ДНЭ) при анализе данных ФЭ- и обратной ФЭ-спектроскопии.

Подтверждена зависимость ТС спектров ПТ и ПНЭ от геометрической структуры и степени упорядоченности исследуемых кристаллов. Вместе с особенностями, отвечающими объемной $E(\mathbf{k})$, в спектрах могут проявляться дифракционные особенности и особенности, связанные с участием поверхностных состояний. Последние вносят только монотонные изменения и влияют на форму спектральных особенностей без изменения энергетического положения экстремумов ТС. Разделение объемных и поверхностных свойств при исследовании спектров ПТ и ПНЭ возможно при адсорбции чужеродных частиц. При этом изменение особенностей ТС служит мерой дефектности в приповерхностном слое образца, что может успешно применяться для контроля состояния поверхности в процессе обработки. Развиваемый метод [45] позволяет отделить объемные эффекты в спектрах от поверхностных, а также описать особенности ТС экспериментальных зависимостей коэффициента вторичной электронной эмиссии $\sigma(E_p) = I_s/I_p$, не прибегая к громоздкому формализму динамической теории ДМЭ (как это, например, было проделано в работах [46,47]).

Список литературы

- [1] Unoccupied Electronic States: Fundamentals for XANES, EELS, IPS and BIS / Ed. J.C. Fuggle, J.E. Inglesfield. Springer-Verlag, Berlin (1992).
- [2] A. Golgmann, W. Altmann, V. Dose. Solid State Commun. **79**, 6, 511 (1991).
- [3] A. Liebsch. Electronic Excitation at Metal Surfaces. Plenum Press. N. Y. (1997).
- [4] M. Sancrotti, L. Braicovich, C. Chemelli, G. Trezzi. Solid State Commun. **66**, 6, 593 (1988).
- [5] V. Langlais, H. Belkhir, J.-M. Themlin, J.-M. Debever, L.-M. Yu, P.A. Thiry. Phys. Rev. B **52**, 16, 12 095 (1995).
- [6] V.N. Strocov. In: Electron Spectroscopies Applied to Low-Dimensional Materials / Ed. H.I. Starnberg, H.P. Hughes. Kluwer, Netherlands (2000). P. 161.
- [7] I. Bartos, M.A. Van Hove, W.F. Chung, Z. He, M.S. Altman. Surf. Sci. **402-404**, 697 (1998).
- [8] J. Devooght, J.C. Dehaes, A. Dubus, J.P. Ganachaud, M. Cailier. Theoretical Description of Secondary Electron Emission Induced by Electron or Ion Beam Impinging on Solids. Springer-Verlag, Berlin (1998).
- [9] O.F. Panchenko, L.K. Panchenko, J.A. Schaefer. Surf. Sci. **507-510**, 192 (2002).
- [10] S.Å. Lindgren, L. Walldén, J. Rundgren, P. Westrin. Phys. Rev. B **29**, 2, 576 (1984).
- [11] R. Claessen, H. Carstensen, M. Skibowski. Phys. Rev. B **38**, 17, 12 582 (1988).
- [12] A. Otto, B. Reihl. Phys. Rev. B **41**, 14, 9752 (1990).
- [13] M. Donath, K. Ertl. Surf. Sci. **262**, L49 (1992).
- [14] A. Dittmar-Wituski, P.J. Møller. Surf. Sci. **287/288**, 577 (1993).
- [15] P.J. Møller, M.H. Mohamed. Vacuum **35**, 1, 29 (1985).
- [16] A. Dittmar-Wituski, M. Naparty, J. Skonieczny. J. Phys. C: Solid State Phys. **18**, 2563 (1985).
- [17] R. Drube, J. Noffke, R. Schneider, J. Rogozik, V. Dose. Phys. Rev. B **45**, 8, 4390 (1992).
- [18] S.A. Komolov. Total Current Spectroscopy of Surface. Gordon & Breach, Philadelphia (1992).
- [19] P.J. Møller, S.A. Komolov, E.F. Lazneva. J. Phys.: Cond. Matter **8**, 6569 (1996); **11**, 9581 (1999); **12**, 7705 (2000).
- [20] J.-V. Peetz, W. Schattke, H. Carstensen, R. Manzke, M. Skibowski. Phys. Rev. B **46**, 16, 10 127 (1992).
- [21] R.C. Jaklevic, L.C. Davis. Phys. Rev. B **26**, 10, 5391 (1982).
- [22] E. Tamura, R. Feder, J. Krewer, R.E. Kirby, E. Kisker, E.L. Garwin, F.K. King. Solid State Commun. **55**, 6, 543 (1985).
- [23] R. Schneider, K. Starke, K. Ertl, M. Donath, V. Dose, J. Braun, M. Graß, G. Borstel. J. Phys.: Cond. Matter **4**, 17, 4293 (1992).
- [24] L. Sanche. In: Excess Electrons in Dielectric Media / Ed. C. Ferradini, J.-P. Jay-Gerin. CRC Press, Boca Raton, FL (1991). Ch. 1.
- [25] L.G. Caron, V. Cobut, G. Vachon, S. Robillard. Phys. Rev. B **41**, 2693 (1990).
- [26] R. Naaman, A. Haran, A. Nitzan, D. Evance, M. Galperin. J. Phys. Chem. **102**, 3658 (1998).
- [27] N. Ueno, K. Suzuki, M. Momoze, M. Kushida, K. Sugita. Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 1A, 319 (1994).
- [28] H. Yamane, H. Setoyama, S. Kera, K.K. Okudaira, N. Ueno. Phys. Rev. B **64**, 113 407 (2001).
- [29] W.Y. Liang. Electronic Properties of Transition Metal Dichalcogenides and their Intercalation Complexes. Vol. 148 of NATO Advanced Study Institute. Series B: Intercalation in Layered Materials / Ed. M.S. Dresselhaus. Plenum Press, N.Y. (1986).
- [30] H.I. Starnberg, H.E. Brauer, L.J. Holleboom, H.P. Hughes. Phys. Rev. Lett. **70**, 20, 3111 (1993).
- [31] W.S.M. Werner. Surf. Int. Anal. **31**, 141 (2001).
- [32] A.E. Smith, D.F. Lynch. Phys. Stat. Sol. (b) **124**, 2, 649 (1984).
- [33] С.А. Комолов, О.Ф. Панченко, В.М. Шаталов. ФТТ **34**, 4, 1259; 11, 3489 (1992).
- [34] O.F. Panchenko, L.K. Panchenko. Phys. Lett. A **192**, 2-4, 289 (1994).
- [35] С.А. Комолов, О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко, В.М. Шаталов. Письма в ЖТФ **19**, 3, 17 (1993).
- [36] С.А. Комолов, О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко. ФТТ **38**, 10, 3172 (1996); **41**, 10, 1875 (1999).
- [37] K. Wood, J.B. Pendry. Phys. Rev. Lett. **31**, 23, 1400 (1973).
- [38] V.M. Shatalov, O.F. Panchenko, O.M. Artamonov, A.G. Vinogradov, A.N. Terekhov. Solid State Commun. **68**, 8, 719 (1988).
- [39] O.F. Panchenko, L.K. Panchenko. Solid State Commun. **101**, 7, 483 (1997).
- [40] K. Fives, I.T. McGovern, R. McGrath, R. Cimino, G. Hugues, A. McKinley, G. Thornton. J. Phys.: Cond. Matter **4**, 25, 5639 (1992).
- [41] B.J. Mrstik, R. Kaplan, T. Reinecke. Nuovo Cimento B **38**, 2, 387 (1977).
- [42] R.O. Jones, P.J. Jennings. Surf. Sci. Rep. **9**, 165 (1988).
- [43] R.H. Williams, J.G. Higginbotham, M.A. Whitaker. J. Phys. C: Solid State Phys. **5**, 8, L191 (1982).
- [44] E.G. McRae. Rev. Mod. Phys. **51**, 3, 541 (1979).
- [45] O.F. Panchenko. Surf. Sci. **482-485**, 723 (2001).
- [46] О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко. ФТТ **35**, 11, 3164 (1993).
- [47] О.Ф. Панченко. ФТТ **39**, 10, 1727 (1997).