

## СПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В СУЛЬФИДЕ СВИНЦА

© В.Н.Петров, С.А.Старовойтов, М.С.Галактионов,  
Б.В.Юшенков, Ю.А.Мамаев

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 16 февраля 1996 г.)

В окончательной редакции 10 июня 1996 г.)

Представлены экспериментальные результаты исследования спин-расщепленных свободных электронных состояний сульфида свинца методом спектроскопии поляризованных электронов. Измерена асимметрия рассеяния низкоэнергетических поляризованных электронов на поверхности PbS(100) для различных углов падения. Показано, что наблюдаемые особенности асимметрии при энергии первичного пучка  $E_p \approx 2$  eV обусловлены заселением поляризованными электронами спин-расщепленных уровней в зоне проводимости кристалла ниже уровня вакуума. Проводится обсуждение предложенной модели низкоэнергетического спин-зависимого рассеяния. Представлены расчеты модельной асимметрии и проведено сравнение с экспериментальными результатами.

Для получения полной картины электронной структуры твердых тел необходимо исследовать не только заполненные, но и свободные состояния. В настоящее время имеются экспериментальные данные по изучению спин-расщепленных незаполненных состояний ниже уровня вакуума в основном для магнитных твердых тел. Основной метод, применяемый для таких исследований, — метод спин-разрешенной инверсной фотоэмиссии [1] (в этом методе используют монохроматические пучки поляризованных электронов и регистрируют интенсивность фотонов, высвечиваемых при захвате первичных электронов на спин-расщепленные состояния). Однако экспериментально этот метод осложнен крайне малой эффективностью. Квантовый выход инверсно-фотоэмиссионного процесса составляет  $\sim 10^{-8}$  фотона на один падающий электрон в полном телесном угле. Это сильно увеличивает время накопления информации. Так, согласно [2], экспериментальное получение одного изохроматного спин-зависимого спектра занимает  $\sim 1$  неделю.

В настоящей работе предлагается дальнейшее развитие предложенного нами альтернативного метода исследования таких спин-расщепленных состояний [3,4]. Его суть состоит в следующем. Как известно [5], при рассеянии пучка поляризованных электронов на по-

верхности немагнитной мишени за счет спин-орбитального взаимодействия может возникать асимметрия

$$A = 1/P_0(I^+ - I^-)/(I^+ + I^-), \quad (1)$$

где  $I^+$  и  $I^-$  — интенсивности электронов, рассеянных на симметричные углы  $\theta$  и  $-\theta$ , когда вектор поляризации первичного пучка  $P_0$  и вектор нормали к плоскости рассеяния коллинеарны (либо интенсивности вторичных пучков при фиксированном угле рассеяния и изменении знака поляризации на противоположный).

При низких энергиях первичного пучка основным механизмом наряду с упругим отражением будет электрон-электронное рассеяние с возбуждением внутри- и межзонных переходов. При этом как медленный первичный, так и возбужденный вторичный электроны переходят в свободные состояния ниже уровня вакуума. При наличии спинового расщепления таких состояний может возникать асимметрия поглощения поляризованных противоположным образом первичных электронов, что также может приводить к возникновению асимметрии рассеяния (1). Измерение такой асимметрии может дать информацию о наличии и величине спинового расщепления в свободной зоне.

Объектом наших исследований был выбран кристалл PbS(100). Данный выбор определялся следующими обстоятельствами.

Сульфид свинца имеет, согласно теоретическим расчетам, значительное спин-орбитальное расщепление в  $L$ -точке зоны Бриллюэна в зоне проводимости ниже уровня вакуума (см., например, [6]). PbS кристаллизуется в кубической решетке типа NaCl, его элементарная ячейка — гранецентрированный куб, постоянная решетки  $a = 5.94 \text{ \AA}$  [6]. Согласно ранним расчетам зонной структуры PbS, полученным методами сильной и слабой связи [7,8], а также методом псевдопотенциала [8], вершина валентной зоны и дно зоны проводимости лежат в  $L$ -точке зоны Бриллюэна, причем дно зоны проводимости формируют три двукратно вырожденные зоны. Соответствующие волновые функции преобразуются по представлениям  $L_{2'}^{6'}$ ,  $L_{3'}^{6'}$ ,  $L_{3'}^{45'}$  (в обозначениях, принятых, например, в монографии [9]). Другие зоны достаточно сильно отделены по энергии. Двукратное вырождение обусловлено наличием центра инверсии и сохраняется во всей зоне проводимости. Расстояние между состояниями  $L_{3'}^{6'}$  и  $L_{3'}^{45'}$  определяется спин-орбитальным взаимодействием и, согласно [7], составляет  $\Delta E \approx 0.96 \text{ eV}$ . Большая величина расщепления обусловлена тяжелыми атомами свинца.

В более поздней обзорной работе по оптическим свойствам и электронной структуре халькогенидов свинца [10] проведен расчет как энергетической зонной структуры PbS для направлений высокой симметрии методом эмпирического псевдопотенциала, так и интегральной плотности электронных состояний PbS на основе дисперсионных соотношений  $E(k)$ . Величина спин-орбитального расщепления в  $L$ -точке зоны Бриллюэна, согласно [10], составляет  $\Delta E \approx 0.50 \text{ eV}$ .

Спин-орбитальное взаимодействие кроме расщепления уровня  $L_3$  на два двукратно вырожденных (с учетом спина) уровня  $L_{3'}^{6'}$  и  $L_{3'}^{45'}$  вызывает смешивание близких по энергиям состояний, волновые функции которых преобразуются по одному и тому же двузначному представлению, но имеют различную пространственную симметрию (другими

словами, смешиваются состояния  $L_2^{6'}$  и  $L_3^{6'}$ ). При этом величина смешивания может зависеть от спиновой проекции, поскольку волновые функции, формирующие дно зоны проводимости, являются направленными (преимущественно  $p$ -типа вблизи атомов Pb и смесь  $s$ - и  $d$ -типа вблизи атомов S [8]), и их ориентация для различных спиновых проекций различна. Следовательно, спин-орбитальное смешивание может приводить к возникновению спинового расщепления плотности состояний в зоне проводимости. Последнее может обуславливать асимметрию рассеяния поляризованных электронов при их захвате в расщепленные состояния. Теоретические расчеты параметров спин-зависимого смешивания нам неизвестны.

## 1. Эксперимент

Исследования проводились на многофункциональном сверхвысоковакуумном комплексе М-24 [11,12], оснащенный источником поляризованных электронов.

Схема рассеяния представлена на рис. 1. Пучок электронов с поперечной поляризацией рассеивается на образце, укрепленном на манипуляторе. Вектор поляризации первичного пучка  $P_0$  коллинеарен нормали к плоскости рассеяния  $n = k \times k' / |k \times k'|$ . Угол падения  $\theta$  отсчитывается в азимутальной плоскости (010) от направления нормали к поверхности PbS (100), азимутальный угол  $\phi$  — в плоскости образца от направления [001]. Электроны, отраженные от поверхности образца, регистрируются с помощью канального электронного умножителя, угол рассеяния составляет  $154^\circ$ .

Экспериментально определялась асимметрия, возникающая в результате рассеяния на фиксированный угол при изменении направления поляризации первичного пучка на противоположное. Падающий пучок поляризован в поперечном направлении, величина поляризации в эксперименте составляла  $P_0 = 35 \pm 2\%$ . Поскольку в качестве источника электронов используется фотокатод GaAs, монохроматичность пучка не хуже 0.15 eV.

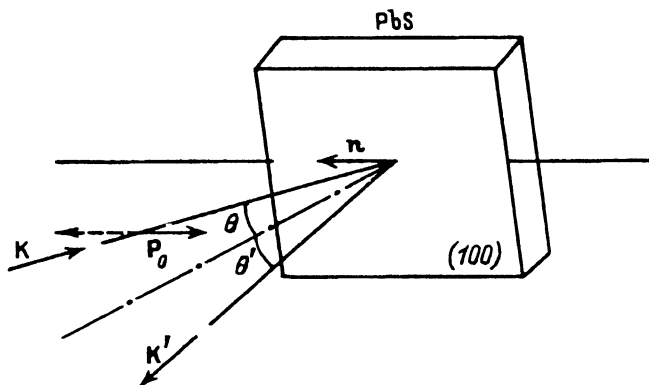


Рис. 1. Схема рассеяния.

$P_0$  — вектор поляризации первичного пучка электронов,  $k$  и  $k'$  — волновые векторы падающего и рассеянного пучков соответственно,  $\theta$  и  $\theta'$  — углы падения и выхода электронов относительно нормали к поверхности кристалла,  $n = k \times k' / |k \times k'|$  — нормаль к плоскости рассеяния.

Скол плоскости (100) кристалла PbS проводился на воздухе непосредственно перед загрузкой образца в исследовательскую камеру. Очистка осуществлялась путем прогрева в атмосфере кислорода ( $T \approx 800$  К,  $p(\text{O}_2) \approx (2-3) \cdot 10^{-6}$  Торр) в течение 15 h с промежуточными вспышками и окончательным отжигом (1 h) при температуре  $T \approx 850$  К в сверхвысоком вакууме. Для чистого образца на оже-спектрах пик кислорода (510 eV) отсутствовал, отношение амплитуды пика углерода С (272 eV) к амплитуде пика свинца Pb (92 eV) или пика серы S (152 eV) составляло менее 1%. ДМЭ-картина поверхности PbS соответствовала чистой нереконструированной поверхности (100) ГЦК-кристалла.

## 2. Результаты и обсуждение

Экспериментальное исследование спин-зависимого рассеяния в диапазоне энергий первичных поляризованных электронов  $E_p = 0-6$  eV проводилось как в азимутальной плоскости (010) при изменении угла падения  $\theta$ , так и для фиксированного  $\theta$  при изменении азимутального угла  $\phi$ . Спектры  $A(E_p)$  асимметрии рассеяния в зависимости от энергии первичного пучка представлены в нашей предыдущей публикации [12]. Наиболее ярко выраженные особенности спектров наблюдаются при  $E_p \approx 2$  eV и  $E_p = 3-5$  eV (рис. 2, а).

Нами показано [4,12], что вид спектров асимметрии рассеяния в диапазоне  $E_p = 3-5$  eV определяется захватом первичных поляризованных электронов на поверхностные состояния, индуцированные потенциалом изображения, перед порогом появления дифракционных рефлексов

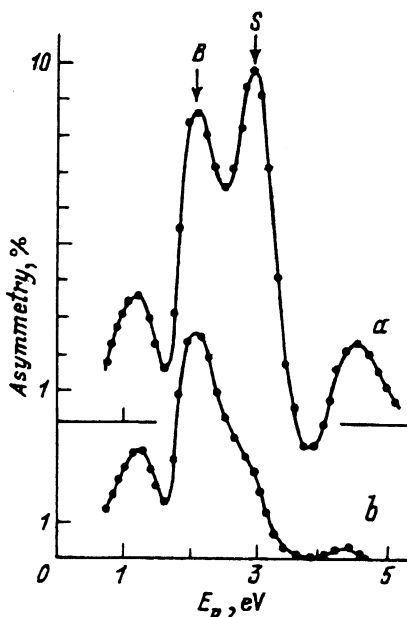


Рис. 2. Асимметрия рассеяния поляризованных электронов низких энергий на чистой нереконструированной поверхности PbS (100) (а) и на поверхности, нарушенной в результате сильного прогрева (b).

Рассеяние в плоскости (010), угол падения  $\theta = 24^\circ$ .

в направлениях  $[010]$  и  $[0\bar{1}0]$ . Спиновая зависимость процесса рассеяния с участием таких поверхностных состояний обусловлена различием в сечениях спин-орбитального взаимодействия локализованных вблизи поверхности поляризованных электронов с тяжелыми атомами (Pb) внешнего слоя кристалла.

Поверхностные электронные состояния определяются формой потенциального барьера на границе твердое тело-вакуум. Поэтому любые факторы, нарушающие структуру поверхности кристалла (в частности, перегрев, приводящий к нарушению дальнего порядка на поверхности), ведут к существенному изменению спектров таких состояний.

На рис. 2 представлены два экспериментальных спектра  $A(E_p)$ , измеренных в одной геометрии рассеяния. Первый спектр (а) получен для чистой поверхности PbS, второй (b) — для образца, подвергнутого серии температурных прогревов. Такая серия состояла из 30-минутных отжигов с постепенным увеличением температуры на каждом этапе. Второй спектр получен после отжига при температуре  $650^\circ\text{C}$ . Нарушение структуры поверхности после такой серии прогревов определялось как по исчезновению ДМЭ-картины, так и визуально. Чистая грань кристалла PbS представляет собой гладкую зеркальную поверхность с характерным металлическим блеском. Перегретая поверхность характеризовалась неравномерным бледно-белым помутнением с каплями на поверхности.

Как видно, для второго спектра полностью исчезла структура  $S$ -особенности ( $E_p = 3-5$  eV), в то время как  $B$ -пик проявляется достаточно четко, что доказывает связь пика асимметрии при  $E_p \approx 2$  eV со спиново-зависимым рассеянием первичных электронов в объемные электронные состояния.

Мы предлагаем следующую модель возникновения асимметрии рассеяния при взаимодействии поляризованных электронов с поверхностью твердого тела (узкозонного собственного полупроводника). Поскольку в области очень низких энергий первичного пучка не возникает возбуждения коллективных колебаний (плазмонов), будем рассматривать только процессы упругого отражения и неупругого электрон-электронного рассеяния с возбуждением межзонных переходов.

Пусть первичный пучок интенсивности  $I_0$  с энергией  $E$  относительно вершины валентной зоны и поляризацией  $P_0$  падает на поверхность полупроводника. Будем считать, что в свободной зоне существуют спин-расщепленные уровни  $E_1^+$  и  $E_1^-$ , они могут заселяться электронами лишь с определенным направлением спина (точнее, проекции спина (по или против) относительно некоторой оси квантования; такой осью, в частности, может служить нормаль к плоскости рассеяния электронов [5]).

Согласно общим представлениям теории рассеяния, амплитуды рассеяния по разным каналам взаимодействия связаны между собой. Условие унитарности матрицы рассеяния эквивалентно очевидному условию: сумма вероятностей всех возможных (упругих и неупругих) процессов, которые могут возникнуть при рассеянии, должна быть равна единице [13].

Известно [14], что при малых энергиях первичного электрона спиновая зависимость упругого рассеяния мала. Полное сечение рассея-

ния оказывается зависящим от спинового состояния первичного пучка только через сечение неупругих процессов

$$\sigma^{\pm} = \sigma_{el} + \sigma_{in}^{\pm}, \quad (2)$$

где  $\sigma^{+}$  и  $\sigma^{-}$  — сечения рассеяния для противоположных направлений поляризации первичного пучка,  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_{in}$  — сечения упругого и неупругого рассеяния соответственно. Тогда коэффициент упругого отражения электронов, равный отношению интенсивностей упругоотраженного и первичного пучков, можно определить следующим образом:

$$R^{\pm} = \sigma_{el} / (\sigma_{el} + \sigma_{in}^{\pm}). \quad (3)$$

Подставив  $R^{\pm}$  в (1), с учетом 100% поляризованного пучка получаем для асимметрии

$$A = (\sigma_{in}^{-} - \sigma_{in}^{+}) / (2\sigma_{el} + \sigma_{in}^{+} + \sigma_{in}^{-}) \approx (\sigma_{in}^{-} - \sigma_{in}^{+}) / 2\sigma^{*}, \quad (4)$$

где  $\sigma^{*}$  — сечение всех процессов, ответственных за эмиссию электронов. В последнем равенстве в (4) учтена малая вероятность спин-зависимых процессов по отношению к спин-независимым.

Спиновая зависимость неупругого рассеяния, согласно нашей модели, может быть обусловлена различием в сечениях (вероятностях) процессов неупругого электрон-электронного рассеяния  $\sigma_{in}^{+}$  и  $\sigma_{in}^{-}$ , связанных с заселением поляризованными электронами спин-расщепленных уровней в зоне проводимости ниже уровня вакуума.

Следует отметить, что рассмотрение рассеяния низкоэнергетических электронов проведено в рамках приближения, не учитывающего неупругих процессов с переворачиванием спина (спин-флип-процессы), однако при низких энергиях первичных электронов такое приближение является справедливым [15].

Как известно [16], элементарный акт процесса рассеяния с возбуждением межзонных переходов описывается схемой, представленной

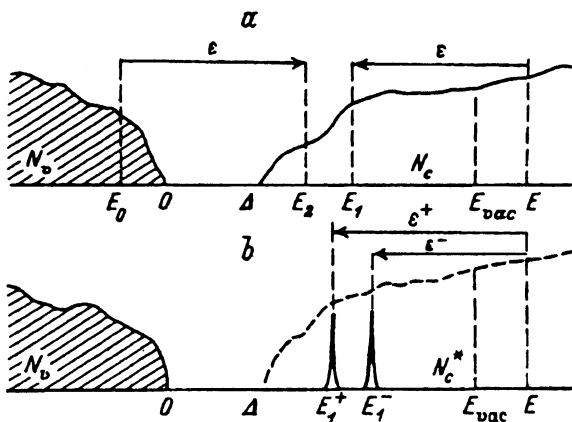


Рис. 3. Схема неупругого рассеяния первичного электрона с возбуждением межзонного перехода (а) и то же с учетом модифицированной плотности свободных состояний  $N_c^*$  и наличия различных спиновых проекций первичных электронов (б).

на рис. 3, а. Первичный электрон с энергией  $E$  (относительно вершины валентной зоны) рассеивается в состояние с энергией  $E_1$  в зоне проводимости (ниже уровня вакуума  $E_{\text{vac}}$ ) с потерей энергии  $\varepsilon$ . Из валентной зоны из состояния с энергией  $E_0$  возбуждается переход в состояние с энергией  $E_2 = E_0 + \varepsilon$  в зону проводимости. Такой переход возможен при условии  $\varepsilon \geq \Delta$ , где  $\Delta$  — ширина запрещенной зоны. Вероятность этого процесса пропорциональна плотности начального  $N_v(E_0)$  и конечных состояний  $N_c(E_1)$ ,  $N_c(E_2)$  и квадрату матричного элемента переходов

$$W(E, E_0, \varepsilon) \sim |M|^2 N_v(E_0) N_c(E_0 + \varepsilon) N_c(E - \varepsilon). \quad (5)$$

Чтобы получить полную вероятность процесса рассеяния первичного электрона с энергией  $E$  в свободные состояния с возбуждением межзонных переходов, нужно проинтегрировать (5) по всем возможным значениям  $E_0$  и по величине потери энергии  $\varepsilon$ . Тогда в предположении постоянства матричного элемента получим

$$W(E) = |M|^2 \int_{\Delta}^{E-\Delta} N_c(E - \varepsilon) \int_{-\varepsilon+\Delta}^0 N_c(E_0 + \varepsilon) N_v(E_0) dE_0 d\varepsilon. \quad (6)$$

Внутренний интеграл  $F(\varepsilon) = \int N_c N_v dE_0$  в выражении (6) характеризует вероятность возбуждения переходов между валентной зоной и зоной проводимости при передаче энергии  $\varepsilon$ . Для дальнейшего существенно рассматривать переходы первичных электронов только в спин-расщепленные состояния, так как переходы в нерасщепленные состояния не будут вносить вклада в асимметрию рассеяния. Представим величину  $N_c(E - \varepsilon)$  в формуле (6) не как интегральную плотность свободных состояний с данной энергией ( $E - \varepsilon$ ), а как некую модифицированную величину, определяемую лишь спиново-расщепленным состоянием с этой же энергией. Обозначим ее  $N_c^*(E - \varepsilon)$ .

Рассмотрим  $N_c^*$  в виде двух  $\delta$ -функций (рис. 3, б), иначе говоря, будем учитывать рассеяние электрона с определенным направлением спина лишь в состояния, определяемые положением одного из расщепленных уровней. Тогда выражение (6) сводится с точностью до квадрата матричного элемента к виду

$$W^\pm(E) \sim \int \delta(E - \varepsilon) F^\pm(\varepsilon) d\varepsilon = \begin{cases} F^\pm, & E - \varepsilon = E_1^\pm, \\ 0, & E - \varepsilon \neq E_1^\pm. \end{cases} \quad (7)$$

Приближение « $\delta$ -функций» является весьма грубым, но позволяет вывить основные черты, определяющие возникновение асимметрии рассеяния и вид спектра  $A(E)$ .

С учетом вышесказанного формула (4) для асимметрии рассеяния может быть модифицирована

$$A^*(E) \sim (F^- - F^+)/2I^*, \quad (8)$$

где аргументами функций  $F^+$  и  $F^-$  являются  $\varepsilon^+ = E - E_1^+$  и  $\varepsilon^- = E - E_1^-$  соответственно, а  $I^*$  — интенсивность вторичного пучка электронов.

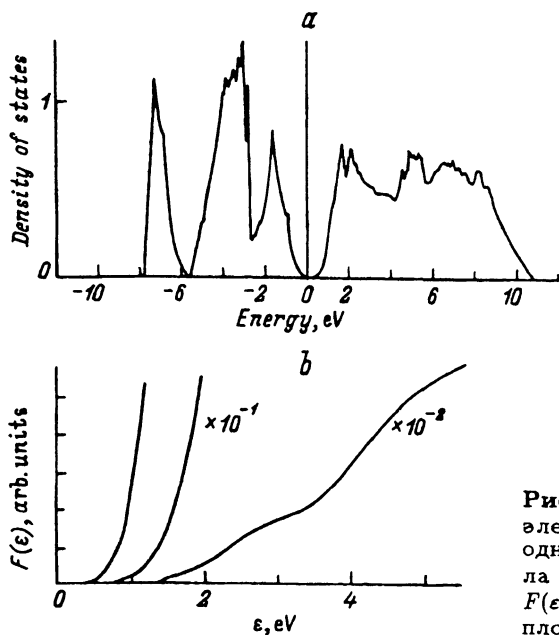


Рис. 4. Плотность состояний (число электронных состояний на 1 eV на одну примитивную ячейку) кристалла PbS [10] (a) и внутренний интеграл  $F(\epsilon)$ , рассчитанный по известной плотности состояний PbS (b).

Считая величину расщепления уровней  $E_1^+$  и  $E_1^-$  малой, воспользуемся разложением функции  $F(\epsilon)$  в ряд по степеням производной и оставим члены низших порядков. Такая процедура приводит (8) к виду

$$A^*(E) \sim 1 / (2I^*(E)) dF(\epsilon) / d\epsilon \Delta E, \quad (9)$$

где  $\Delta E$  — величина спинового расщепления.

Внутренний интеграл  $F(\epsilon)$  определяется (см. (6)) интегральной плотностью электронных состояний валентной зоны  $N_v$  и зоны проводимости  $N_c$  твердого тела. На основании интегральной плотности состояний для PbS [10] (рис. 4, a) был произведен расчет функций  $F(\epsilon)$  (рис. 4, b) и  $dF/d\epsilon$  (рис. 5, a).

Следует отметить, что рассматриваемый процесс является двухчастичным, поэтому использование одноэлектронной плотности состояний для вычисления вероятностей является не вполне корректным. Однако есть экспериментальные доказательства того, что во многих случаях [17] описание в одночастичном приближении является удовлетворительным.

Внутренний интеграл является функцией потерь энергии  $\epsilon$ . Для сравнения особенностей функции  $dF/d\epsilon$  с особенностями экспериментально полученной асимметрии рассеяния необходимо и ту, и другую зависимости представлять на единой энергетической шкале. Аргумент  $\epsilon$  определяется как разность между энергией первичного электрона и энергией одного из спин-расщепленных уровней (например,  $\epsilon^+ = E - E_1^+$ ). Поэтому для «привязки» функции  $dF/d\epsilon$  к оси абсцисс введено в качестве параметра значение энергии одного из расщепленных уровней в свободной зоне. При этом не нужно делать никаких предположений о величине расщепления  $\Delta E$ .



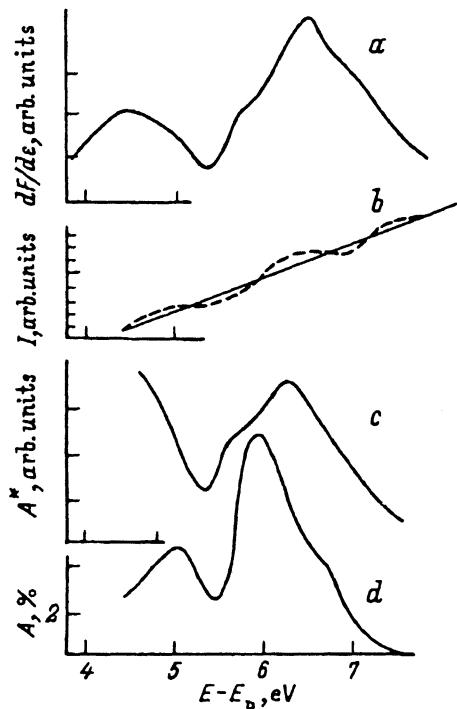


Рис. 5. Расчет производной внутреннего интеграла  $dF(\epsilon)/d\epsilon$  (a), интенсивность отражения  $I^*(E)$  (сплошная прямая), аппроксимированная по экспериментальной зависимости (штриховая линия) (b), асимметрия  $A^*(E)$  (см. (7)) (c) и типичный экспериментальный спектр асимметрии  $A(E)$  (d). На всех графиках отсчет энергии производится от вершины валентной зоны.

На рис. 5, a зависимость  $dF/d\epsilon$  представлена для значения параметра  $E_1^+ = 1.8$  eV (относительно вершины валентной зоны). Видно, что функция  $dF/d\epsilon$  имеет четко выраженную структуру в виде провала и пика, отстоящих друг от друга на  $\sim 1.1$  eV. Вид функции  $dF/d\epsilon$  определяется видом  $F(\epsilon)$ , что в свою очередь обусловлено характером плотности электронных состояний как валентной зоны, так и зоны проводимости данного кристалла. Таким образом, в конечном итоге особенности на зависимости  $dF/d\epsilon$  от энергии определяются зонной структурой твердого тела.

Анализ экспериментальных данных для PbS показывает, что интенсивность отраженных электронов является монотонной возрастающей функцией, причем в рассматриваемом диапазоне энергий она хорошо аппроксимируется линейной функцией. На рис. 5, b представлена функция  $I^*(E)$  (сплошная прямая), являющаяся аппроксимацией экспериментальной зависимости  $I(E)$  (штриховая кривая). При оценке основных особенностей асимметрии по формуле (9)  $I^*(E)$  выступает в качестве весовой функции, поэтому важно не абсолютное значение интенсивности рассеянных твердым телом электронов, а относительное изменение интенсивности при соответствующем изменении энергии.

На рис. 5, c представлены результаты расчета (в относительных единицах) функции, равной  $1/I^*(E)dF/d\epsilon$ , в зависимости от энергии. Видно, что учет весовой функции  $I^*(E)$  уменьшает энергетическое расстояние между провалом и пиком до значения  $\sim 0.9$  eV. Для сравнения модельного расчета с экспериментом на рис. 5, d представлена типичная экспериментальная зависимость асимметрии рассеяния от энергии

первичных электронов (энергия отсчитывается от вершины валентной зоны PbS), обусловленная спин-расщепленными состояниями зоны проводимости (ср. с рис. 2, b). Наблюдается хорошее совпадение характерных особенностей экспериментального спектра и модельного расчета  $A^*(E)$ . К сожалению, в рамках проведенного эксперимента и предложенной модели, описывающей возникновение асимметрии, невозможно точно определить величину спинового расщепления  $\Delta E$  уровней  $E_1^+$  и  $E_1^-$ . Величина  $\Delta E$  входит в формулу (9) постоянным множителем, а значения  $I^*(E)$  (из эксперимента) и  $dF/d\varepsilon$  (из расчетов) представляют собой лишь относительные величины.

Однако сопоставление экспериментальных данных с результатами модельного расчета позволяет оценить энергетическое положение расщепленного уровня  $E_L \approx (E_1^+ + E_1^-)/2$  в зоне проводимости, поскольку  $E_L$  является параметром, как было показано выше, для «привязки» функции  $dF/d\varepsilon$  к шкале энергии. Согласно нашим расчетам,  $E_L \approx 2.2$  eV (относительно вершины валентной зоны); таким образом, расщепленный уровень лежит примерно посередине между дном зоны проводимости и уровнем вакуума кристалла PbS.

Авторы благодарят Международный научный фонд Дж. Сороса за материальную поддержку настоящей работы.

#### Список литературы

- [1] M. Donath, V. Dose, K. Ertl, V. Kolac. Phys. Rev. B **41**, 9, 5509 (1990).
- [2] M. Donath. Private communication.
- [3] В.Н. Петров, С.А. Старовойтов, М.С. Галактионов, Б.В. Юшенков. Изв. РАН. Сер. физ. **58**, 10, 11 (1994).
- [4] С.А. Старовойтов. Канд. дис. СПб. (1995). 124 с.
- [5] И. Кесслер. Поляризованные электроны. Мир. М. (1987). 367 с.
- [6] Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов. Методы исследования полупроводников в применении к холькогенидам свинца PbTe, PbSe и PbS. Наука. М. (1968). 383 с.
- [7] J.O. Dimmok, G.V. Wrights. Phys. Rev. **135**, 3A, A821 (1964).
- [8] P.J. Lin, L. Kleinman. Phys. Rev. **142**, 2, 478 (1966).
- [9] Г. Джонс. Теория зон Бриллюэна и электронные состояния в кристаллах. Мир. М. (1968). 264 с.
- [10] S.E. Kohn, P.Y. Yu, Y. Petroff, Y.R. Shen, Y. Tsang, H.L. Cohen. Phys. Rev. B **8**, 4, 1477 (1973).
- [11] Ю.А. Мамаев, Б.С. Макаров, А.Н. Мишин, В.Н. Петров, В.Н. Яковлев, Ю.П. Яшин. Изв. АН СССР. Сер. физ. **50**, 2, 301 (1986).
- [12] В.Н. Петров, С.А. Старовойтов, М.С. Галактионов, Б.В. Юшенков, Ю.А. Мамаев. ФТТ **38**, 5, 124 (1996).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Наука. М. (1989). 768 с.
- [14] М.Ф. Мотт, Г.С.У. Месси. Теория атомных столкновений. Мир. М. (1969).
- [15] Г.К. Зырянов. Эмиссия поляризованных электронов. Изд-во ЛГУ. Л. (1991). 272 с.
- [16] С.А. Комолов. Интегральная вторично-эмиссионная спектроскопия поверхности. Изд-во ЛГУ. Л. (1986). 180 с.
- [17] K. Ertl, M. Vonobank, V. Dose, J. Nonke. Solid State Commun. **88**, 7, 557 (1993).