

01,13

Сравнительный анализ спектров характеристических потерь энергии электронов и спектров сечения неупругого рассеяния в Fe

© А.С. Паршин¹, А.Ю. Игуменов¹, Ю.Л. Михлин², О.П. Пчеляков³, В.С. Жигалов⁴

¹ Сибирский государственный аэрокосмический университет им. акад. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

² Институт химии и химической технологии СО РАН, Красноярск, Россия

³ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

⁴ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

E-mail: aparshin2010@mail.ru

(Поступила в Редакцию 15 июля 2015 г.)

В окончательной редакции 28 октября 2015 г.)

Спектры сечения неупругого рассеяния электронов Fe рассчитаны на основе экспериментальных спектров характеристических потерь энергии отраженных электронов как зависимости произведения средней длины неупругого пробега и дифференциального сечения неупругого рассеяния электронов от потерь энергии электронов. Показано, что спектры сечения неупругого рассеяния электронов имеют определенные преимущества в исследовании процессов взаимодействия электронов с веществом по сравнению со спектрами потерь энергии электронов. Энергии пиков потерь в спектрах характеристических потерь энергии электронов и спектрах сечения неупругого рассеяния электронов определены по интегральным и дифференциальным спектрам. Показано, что энергия объемного плазмона практически не зависит от энергии первичных электронов в спектрах характеристических потерь энергии электронов и монотонно возрастает при увеличении энергии первичных электронов в спектрах сечения неупругого рассеяния электронов. Изменение энергии максимума спектров сечения неупругого рассеяния электронов вызвано перераспределением интенсивностей между пиками потерь на возбуждения разной природы. Для анализа спектров сечения неупругого рассеяния электронов применен метод разложения спектров на пики потерь. Этот метод использован для количественной оценки вкладов различных процессов потерь в спектры сечения неупругого рассеяния электронов Fe и определения природы пиков потерь.

1. Введение

Железо является одним из наиболее перспективных материалов нанoeлектроники, спинтроники и фотоники [1–3]. Многослойные структуры Fe/Si интересны с фундаментальной и прикладной точек зрения [1–3] и активно исследуются различными методами. Одним из распространенных методов исследования наноматериалов является электронная спектроскопия. В настоящей работе проведен подробный анализ спектров характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ) и спектров сечения неупругого рассеяния электронов (Кл-спектры) Fe.

Интерес к спектроскопии сечения неупругого рассеяния электронов вызван тем, что в отличие от исходных спектров характеристических потерь энергии отраженных электронов в Кл-спектрах исключены потери на многократные возбуждения, а интенсивности определяются в абсолютных единицах. Эти спектры также более чувствительны к изменению энергии первичных электронов и угла эмиссии [4–6]. Спектроскопия сечения неупругого рассеяния электронов позволяет определять элементный состав со значительно большей точностью, чем традиционный метод спектроскопии потерь энергии отраженных электронов [7].

Спектры сечения неупругого рассеяния электронов рассчитываются на основе экспериментальных спектров характеристических потерь энергии отраженных электронов и позволяют количественно исследовать элементный состав двухкомпонентных композитных структур. Ранее была исследована возможность количественного определения атомных концентраций элементов по максимуму Кл-спектра в системах Fe_xSi_{1-x} [8,9], Mn_xSi_{1-x} [7], Ge_xSi_{1-x} [10].

Компьютерное моделирование спектров сечения неупругого рассеяния электронов в рамках диэлектрической теории было применено для анализа распределения элементов по глубине, формирования различных фаз силицидов в системе Fe/Si [9], а также для определения толщины пленки диоксида кремния на кремниевой подложке [11].

В данной работе проведен сравнительный анализ спектров характеристических потерь энергии электронов и спектров сечения неупругого рассеяния в Fe. Энергия максимума спектров сечения неупругого рассеяния электронов зависит от интенсивностей составляющих его пиков, что проявляется в экспериментальных Кл-спектрах и подтверждается моделированием спектров как суперпозиции двух близких по энергии пиков.

Для анализа спектров сечения неупругого рассеяния электронов Fe впервые применен предложенный нами метод [12,13], позволяющий количественно оценивать вклады различных процессов потерь энергии в спектры сечения неупругого рассеяния электронов.

2. Методика эксперимента

Образцы Fe были изготовлены методом термического испарения в условиях высокого вакуума. Исследованы три образца: массивный образец Fe, пленка Fe толщиной 50 nm на подложке Si, пленка Fe толщиной 50 nm на стеклянной подложке.

Измерения фотоэлектронных спектров и интегральных спектров потерь энергии отраженных электронов проводились на сверхвысоковакуумном фотоэлектронном спектрометре SPECS (Германия) при углах падения и детектирования электронов относительно нормали к поверхности образца $\alpha_i = 59^\circ$ и $\alpha_d = 0^\circ$ соответственно. Спектрометр укомплектован сферическим энергоанализатором PNOIBOS MCD9, рентгеновской трубкой с двойным анодом как источником рентгеновского излучения, электронной пушкой Microfocus EK-12-M (STAIB Instruments) для возбуждения спектров потерь энергии электронов. Для удаления поверхностных загрязнений, защитных и оксидных слоев использовалось травление ионами Ar^+ (ускоряющее напряжение 2.5 kV, ионный ток $15 \mu\text{A}$) с помощью растровой ионной пушки PU-IQE-12/38 (SPECS) непосредственно в камере спектрометра перед записью электронных спектров. Полнота удаления кислорода и загрязнений контролировалась по рентгеновским фотоэлектронным спектрам (РФЭС): степень загрязнения кислородом и углеродом после ионного травления Ar^+ составляла порядка 5%. На рис. 1 приведен обзорный РФЭС Fe на подложке Si, на котором обозначены фотоэлектронные и Оже-пики.

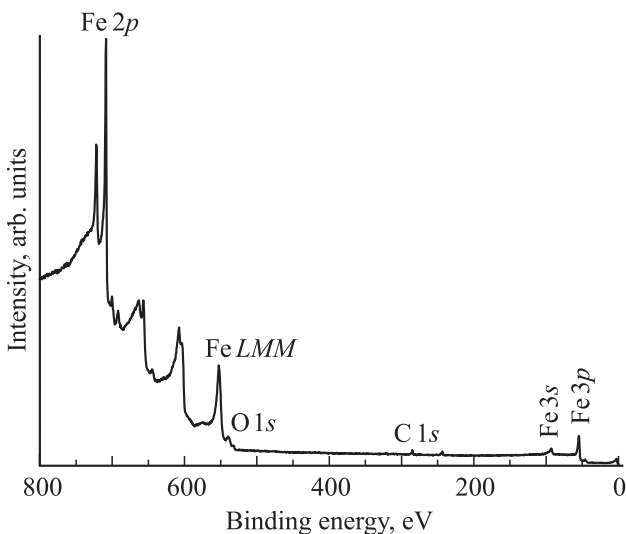


Рис. 1. Обзорный РФЭС пленки Fe на подложке Si.

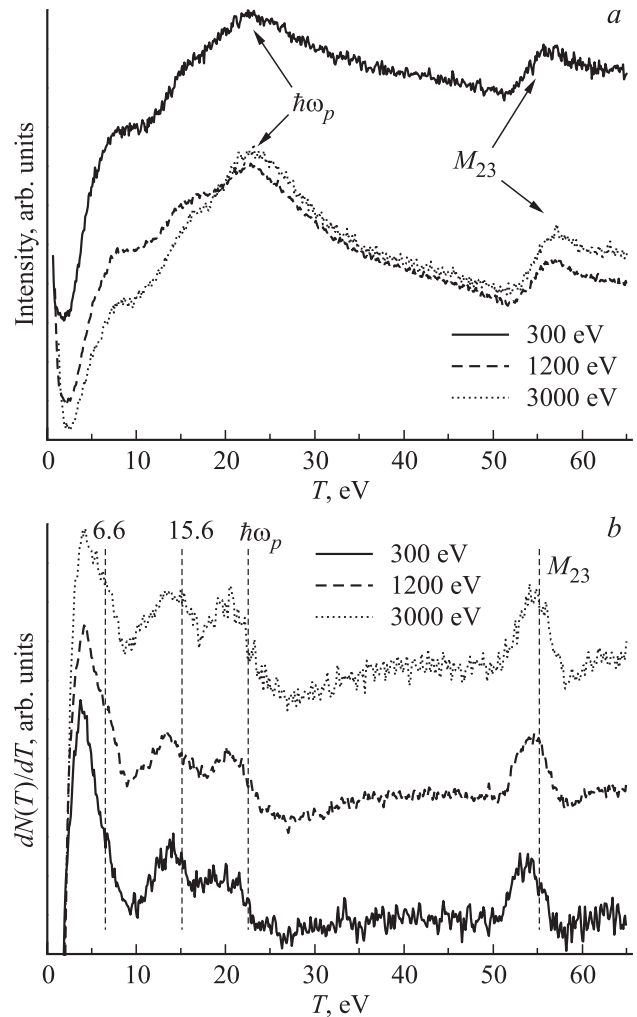


Рис. 2. СХПЭЭ для Fe, нормированные на упругий пик, в интегральном (a) и в дифференциальном (b) виде.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Спектроскопия характеристических потерь энергии электронов. Экспериментальные спектры потерь энергии отраженных электронов получены в интервале 0–150 eV с шагом 0.1 eV. Энергия потерь T рассчитывалась как разность между энергией первичных электронов E_0 (нулевые потери) и энергией отраженных электронов E : $T = E_0 - E$. Энергии первичных электронов составляли 300, 600, 1200, 1900, 3000 eV.

СХПЭЭ для трех образцов Fe отличались незначительно, и на рис. 2 приведены спектры, усредненные по трем образцам, в интегральном (a) и дифференциальном (b) виде. На интегральных спектрах наблюдаются хорошо разрешенные пики при энергиях потерь около 22.8 и 56.7 eV, а также слабые пики в области низких потерь, энергию которых определить затруднительно. Пик с энергией 22.8 eV, по всей видимости, вызван возбуждением объемного плазмона в Fe (в соответствии

Таблица 1. Энергии пиков (в eV) по СХПЭЭ

E_0, eV	Интегральные СХПЭЭ		Дифференциальные СХПЭЭ			
	$\hbar\omega_p$	M_{23}	Пик 1	Пик 2	$\hbar\omega_p$	M_{23}
300	22.75	56.11	5.93	15.36	22.81	55.46
600	22.46	56.78	6.47	15.44	22.77	55.98
1200	22.74	56.52	7.01	15.42	22.79	55.87
1900	22.93	56.91	6.80	15.70	22.90	55.74
3000	22.93	57.05	6.88	16.24	22.89	56.03
Среднее	22.76	56.68	6.62	15.63	22.83	56.21
Отклонение	0.19	0.37	0.43	0.36	0.38	0.23

с общепринятыми обозначениями $\hbar\omega_p$) и близок к литературным данным [14–18], а пик с энергией 56.7 eV соответствует межзонному переходу M_{23} [14,15,17–20]. Энергии пиков потерь были определены по интегральным и дифференциальным СХПЭЭ и представлены в табл. 1. Дифференцирование СХПЭЭ позволяет вычистить бесструктурный фон и определить энергии пиков с малой интенсивностью (рис. 2, b). Пик с энергией 15.6 eV (пик 2 в табл. 1), по всей видимости, соответствует возбуждению поверхностного плазмона в Fe, его энергия близка к литературным данным [17,18], а пик с энергией 6.6 eV (пик 1 в табл. 1) отвечает межзонному переходу [16]. Как видно из табл. 1, энергия объемного плазмона в интегральных и дифференциальных СХПЭЭ практически не зависит от энергии первичных электронов.

При увеличении энергии первичных электронов возрастает вклад объемного плазмона относительно слабо разрешенных пиков в низкоэнергетической области, содержащей поверхностный плазмон (рис. 2).

3.2. Спектроскопия сечения неупругого рассеяния электронов. Из экспериментальных спектров потерь энергии отраженных электронов с помощью программного пакета QUASES™ XS REELS (quantitative analysis of surfaces by electron spectroscopy cross section determined by REELS) [21] согласно алгоритму, предложенному в [22], получены спектры сечения неупругого рассеяния электронов — произведение средней длины неупругого пробега электронов λ и дифференциального сечения неупругого рассеяния $K(E_0, E_0 - E)$ (рис. 3, a). Спектры сечения неупругого рассеяния электронов отражают вероятность потери энергии T электроном при однократном рассеянии на средней длине неупругого пробега, отнесенную к единице энергии. Значения максимумов этих спектров определяют вероятности однократных потерь энергии на поверхностные или объемные возбуждения. Абсолютные величины интенсивности потерь энергии в спектрах сечения неупругого рассеяния электронов позволяют проводить сравнение и анализ спектров разных материалов (в том числе, полученных разными авторами) без предварительной обработки и нормировки.

Спектры сечения неупругого рассеяния электронов Fe близки к спектрам, приведенным в [23,24].

В $K\lambda$ -спектрах Fe (рис. 3, a) по сравнению с СХПЭЭ пик с энергией 15.3 eV (пик 3 в табл. 2), соответствующий возбуждению поверхностного плазмона в Fe [17,18], лучше разрешен и имеет большую интенсивность. Пик 2 в $K\lambda$ -спектрах (табл. 2) близок по энергии к пику 1 в дифференциальных СХПЭЭ (табл. 1) и соответствует межзонному переходу [16].

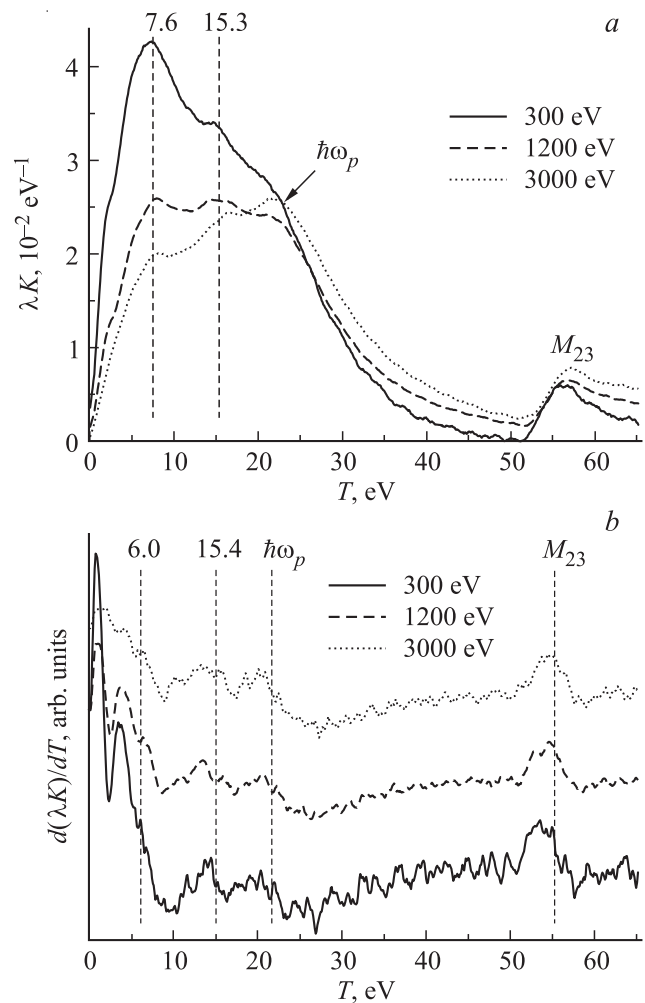


Рис. 3. Спектры сечения неупругого рассеяния электронов Fe в интегральном (a) и дифференциальном (b) виде.

Таблица 2. Энергии пиков (в eV) по Кλ-спектрам

E_0, eV	Интегральные Кλ-спектры				Дифференциальные Кλ-спектры				
	Пик 2	Пик 3	$\hbar\omega_p$	M_{23}	Пик 1	Пик 2	Пик 3	$\hbar\omega_p$	M_{23}
300	7.06	14.68		55.73	1.67	5.92	14.90	21.89	55.03
600	7.47	14.49		56.15	1.85	5.82	15.21	22.19	55.55
1200	7.78	15.18	21.21	56.08	1.79	6.12	15.22	22.58	55.52
1900	7.71	15.93	21.67	56.30	2.11	6.29	15.71	22.74	55.84
3000	8.08	16.23	21.67	56.68	2.68	6.08	15.80	22.75	55.74
Среднее	7.62	15.30	21.51	56.19	2.02	6.05	15.37	22.43	55.54
Отклонение	0.38	0.76	0.27	0.35	0.40	0.18	0.38	0.38	0.31

В Кλ-спектрах этот пик лучше разрешен и имеет большую интенсивность по сравнению со спектрами ХПЭЭ. Интенсивность потерь на поверхностные возбуждения в Кλ-спектрах больше, чем в СХПЭЭ, поскольку алгоритм Тоугаарда–Чоркендорфа [22] предполагает вычитание фона и удаление кратных плазменных потерь. Также в Кλ-спектрах Fe наблюдаются пики с энергиями, близкими к энергиям, в СХПЭЭ (21.5 и 56.2 eV), соответствующие потерям на возбуждение объемного плазмона $\hbar\omega_p$ и межзонного перехода M_{23} .

Изменение формы спектров сечения неупругого рассеяния электронов с увеличением энергии первичных электронов вызвано возрастанием глубины выхода отраженных электронов, в результате чего происходит увеличение интенсивности объемно-подобных возбуждений и уменьшение интенсивности поверхностно-подобных. Из сравнения СХПЭЭ и спектров сечения неупругого рассеяния электронов следует, что форма Кλ-спектров более подвержена изменению вследствие изменения энергии первичных электронов.

Для более точного определения энергии пиков потерь проведено численное дифференцирование Кλ-спектров (рис. 3, б). Энергии пиков в спектрах сечения неупругого рассеяния электронов Fe определены по интегральным и дифференциальным спектрам и приведены в табл. 2. Дифференцирование спектров сечения неупругого рассеяния, как и СХПЭЭ, позволило определить энергии пиков с малой интенсивностью. Энергии потерь пиков $\hbar\omega_p$, M_{23} и пика 3 близки к энергиям пиков, определенным на основе СХПЭЭ и литературных данных по СХПЭЭ [14–20] и Кλ-спектрам [25]. Пик 1 с энергией 2.02 eV (табл. 2) соответствует одноэлектронному переходу с потолка 3d-зоны Fe в незаполненные состояния на 1.5 eV выше E_F [17,18], а пик 2 с энергией 6.05 eV — межзонному переходу [16], который наблюдается и в дифференциальных СХПЭЭ.

Энергия объемного плазмона практически не зависит от энергии первичных электронов в СХПЭЭ и монотонно возрастает с увеличением энергии первичных электронов в спектрах сечения неупругого рассеяния электронов (рис. 4). Среднее значение энергии объемного плазмона, определенное по дифференциальным СХПЭЭ, практически не зависит от энергии первичных электронов и составляет 22.8 ± 0.1 eV. Зависимость

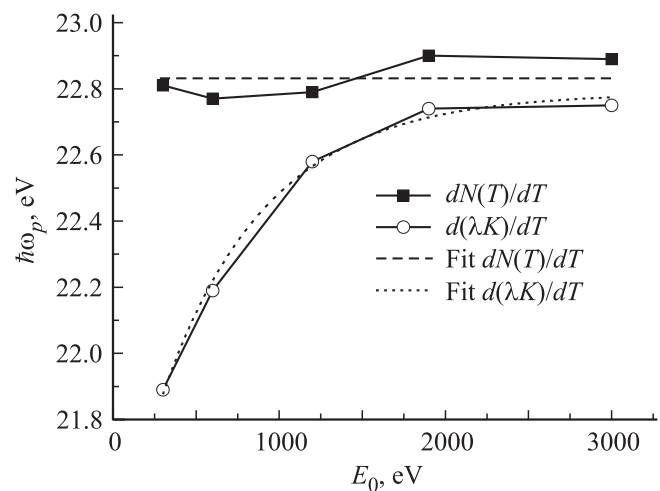


Рис. 4. Зависимость энергии объемного плазмона, определенной по СХПЭЭ и спектрам сечения неупругого рассеяния электронов, от энергии первичных электронов.

энергии объемного плазмона, определенной по дифференциальным спектрам сечения неупругого рассеяния электронов, от энергии первичных электронов хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией и асимптотически стремится к энергии 22.8 eV — значению, совпадающему со средним, определенным по СХПЭЭ.

Данный результат свидетельствует о большей чувствительности спектров сечения неупругого рассеяния электронов к изменению энергии первичных электронов. Поскольку Кλ-спектр представляет собой суперпозицию различных процессов неупругого рассеяния электронов, изменение энергии объемного плазмона в Кλ-спектрах может быть связано с перераспределением интенсивности между пиками потерь энергии на поверхностно-подобные и объемно-подобные возбуждения.

Для подтверждения влияния соотношения между интенсивностями пиков, составляющих спектр, проведено моделирование Кλ-спектра как суммы двух неразрешенных пиков. Форма пиков описывалась лоренцевыми функциями Тоугаарда [23]

$$\lambda K = \frac{\mathcal{B}T}{(C - T^2)^2 + \mathcal{D}T^2}.$$

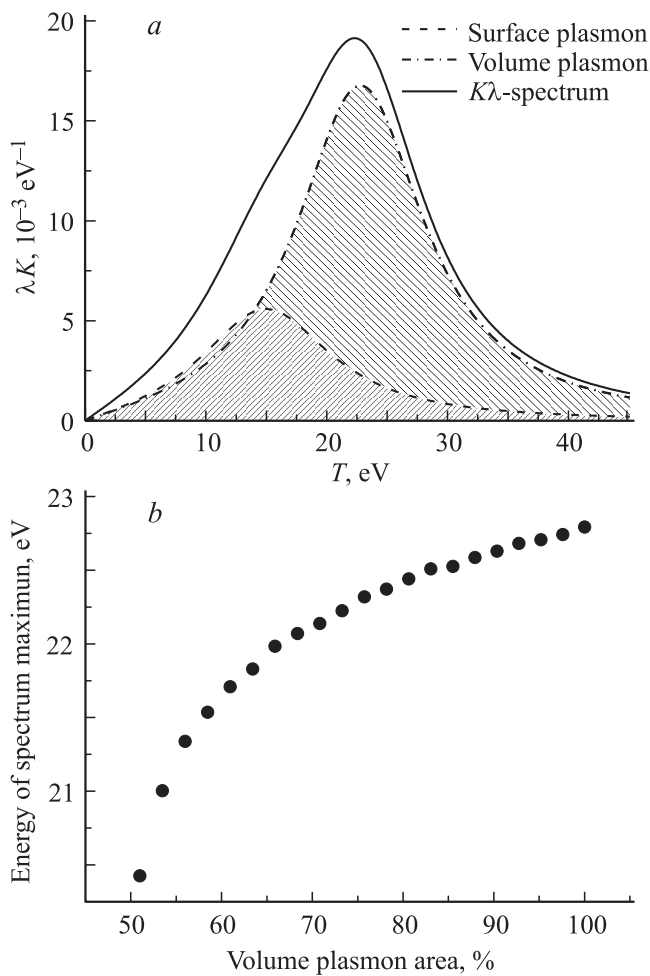


Рис. 5. Модельный $K\lambda$ -спектр, состоящий из двух пиков, при относительной доле площади высокоэнергетического пика 76% (a) и зависимость энергии максимума модельного спектра от относительной доли площади высокоэнергетического пика (b).

Параметры B , C , D являются подгоночными и для каждого элемента имеют определенные значения [23]. Параметр B определяет интенсивность пика, параметр C — его положение, параметр D определяет ширину и косвенно влияет на положение и интенсивность пика. Описание спектров сечения неупругого рассеяния электронов с помощью лоренцево-подобных функций (универсальные классы сечения неупругого рассеяния электронов) было предложено Тоугаардом [23].

Были выбраны пики с одинаковой шириной и энергиями потерь, близкими к энергиям поверхностного и объемного плазмона в Fe: 14.9 и 22.8 eV.

На рис. 5, a показан результирующий спектр при соотношении площадей составляющих его пиков 24 и 76%. Пики практически не разрешены по энергии, а положение максимума спектра отличается от положения доминирующего пика. При увеличении интенсивности высокоэнергетического пика максимум результирующего спектра сдвигается в сторону доминирующего пика

(рис. 5, b). Эта зависимость стремится к энергии высокоэнергетического пика.

Таким образом, энергию потерь пика, соответствующего возбуждению объемного плазмона, можно определить с большей достоверностью, чем энергии остальных пиков, поскольку в данном случае можно исключить влияние интенсивностей различных вкладов на итоговое положение максимума на спектре.

3.3. Аппроксимация спектров сечения неупругого рассеяния электронов с помощью универсальных функций Тоугаарда. Для количественной оценки изменения вкладов различной природы в спектр сечения неупругого рассеяния электронов было предложено [13,14] аппроксимировать спектр трехпараметрическими функциями Тоугаарда [23]. Исследование процессов потерь энергии электронов путем выделения из спектров сечения неупругого рассеяния вкладов разной природы является одной из актуальных задач электронной спектроскопии, которая может быть использована для оценки влияния поверхностных возбуждений на СХПЭЭ, РФЭС и Оже-электронные спектры [4–6,25–28].

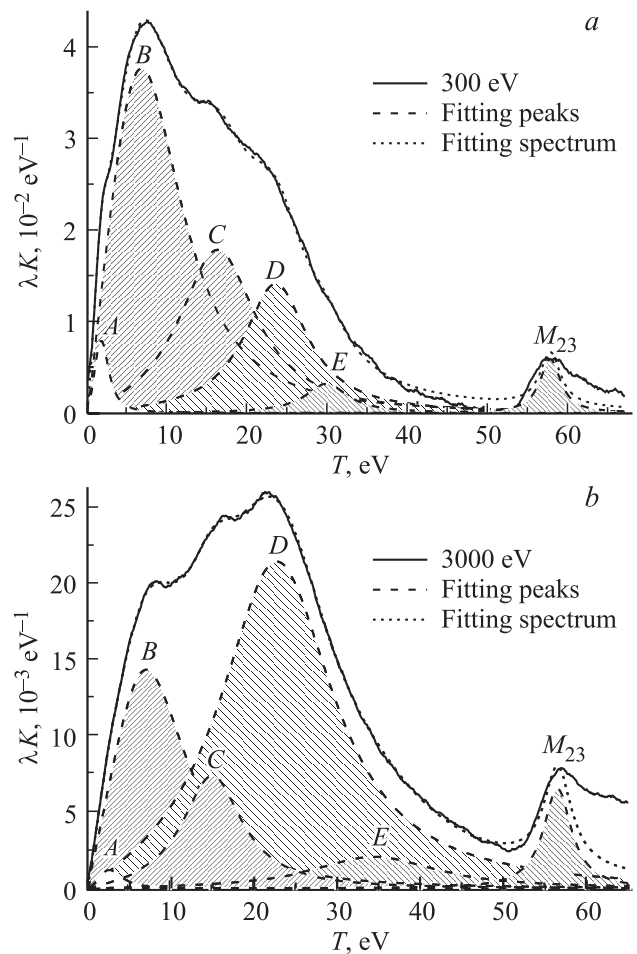


Рис. 6. Спектры сечения неупругого рассеяния электронов Fe при энергиях первичных электронов 300 (a) и 3000 eV (b), аппроксимированные лоренцево-подобными функциями Тоугаарда.

На рис. 6 показан результат аппроксимации спектров сечения неупругого рассеяния Fe при энергиях первичных электронов 300 (а) и 3000 eV (б). Количество подгоночных пиков выбиралось из соображений достижения минимального среднеквадратичного отклонения подгоночного и экспериментального спектров. Для хорошей аппроксимации достаточно шесть пиков, включая пик M_{23} .

Спектры сечения неупругого рассеяния электронов Fe аппроксимированы шестью пиками Тоугаарда: пики A, B, C, D, E и пик M_{23} . Параметры функции Тоугаарда \mathcal{B} , \mathcal{C} , \mathcal{D} варьировались до достижения наилучшего совпадения подгоночного спектра с экспериментальным. При аппроксимации энергия пика D (объемный плазмон) фиксировалась как средняя, определенная по СХПЭЭ для объемного плазмона (22.8 eV).

Из рис. 6 видно, что при увеличении энергии первичных электронов увеличивается интенсивность пика D и уменьшаются интенсивности пиков A, B, C. Изменение интенсивностей отдельных пиков вызывает изменение формы всего спектра. Метод разложения спектров сечения неупругого рассеяния электронов на пики потерь позволяет количественно оценить вклады отдельных процессов потерь в результирующий $K\lambda$ -спектр.

На рис. 7 приведена зависимость площади подгоночных пиков, определяющей интенсивность возбуждений, от энергии первичных электронов. Монотонно убывающие зависимости площадей пиков B и C свидетельствуют об их поверхностной природе, противоположная тенденция для зависимости площади пика D — о его объемной природе. Природу остальных пиков сложно однозначно определить ввиду их малой интенсивности. Средние энергии потерь подгоночных пиков и среднеквадратичные отклонения приведены в табл. 3.

Энергия пика C в процессе аппроксимации варьировалась свободно и в итоге принимала значение, близкое к литературным данным для поверхностного плазмона в Fe [17,18], а отношение энергии потерь объемного

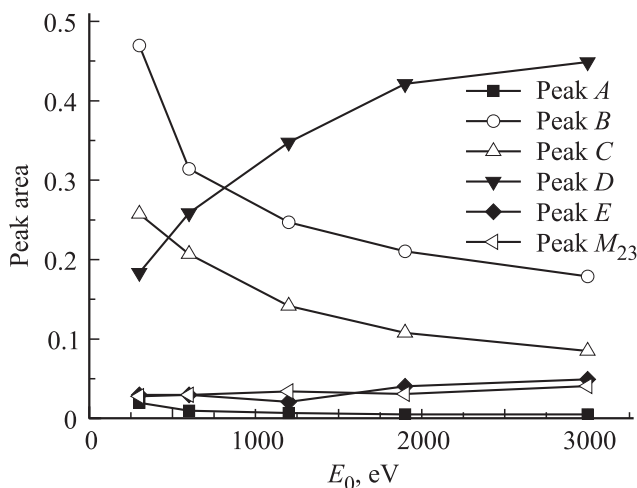


Рис. 7. Зависимость площадей подгоночных пиков от энергии первичных электронов.

Таблица 3. Энергии подгоночных пиков (в eV)

E_0 , eV	A	B	C	D	E	M_{23}
300	1.60	6.55	15.73	22.80	28.98	56.07
600	1.75	6.70	15.15	22.80	31.17	56.36
1200	1.75	6.99	15.00	22.80	34.52	56.51
1900	1.89	6.99	15.00	22.80	35.25	56.51
3000	2.62	7.14	15.00	22.80	34.66	56.66
Среднее	1.92	6.87	15.18	22.80	32.92	56.42
Отклонение	0.40	0.24	0.32	0.00	2.72	0.22

плазмона к энергии потерь пика C близко к $\sqrt{2}$, что хорошо известно из классической теории плазмонов для свободного электронного газа [29].

Энергия пика B, полученная в результате аппроксимации, близка к энергии экспериментальных пиков в СХПЭЭ и $K\lambda$ -спектрах.

Энергия пика A изменяется от 1.6 до 2.6 eV при изменении энергии первичных электронов от 300 до 3000 eV, так же как энергия этого пика, определенная по дифференциальным $K\lambda$ -спектрам (табл. 2). Таким образом, пик A может представлять собой два неразрешенных пика: поверхностно-подобный и объемно-подобный, при этом энергия потерь поверхностно-подобного пика меньше, чем объемно-подобного. Средняя энергия пика A близка к энергии пика 1 в дифференциальных спектрах сечения неупругого рассеяния электронов Fe (табл. 2). При увеличении энергии первичных электронов увеличивается интенсивность объемно-подобного пика, и положение результирующего пика A сдвигается в высокоэнергетическую область.

4. Заключение

Исследованы спектры характеристических потерь энергии электронов и спектры сечения неупругого рассеяния электронов Fe. Сравнительный анализ показал преимущества спектров сечения неупругого рассеяния электронов для количественного анализа процессов взаимодействия электронов с веществом по сравнению с СХПЭЭ. Исследована тонкая структура спектров сечения неупругого рассеяния электронов с помощью метода аппроксимации экспериментальных спектров трехпараметрическими функциями Тоугаарда. Проведена количественная оценка вкладов различных процессов неупругого рассеяния в $K\lambda$ -спектры Fe, полученные при разных энергиях первичных электронов. Определена природа пиков потерь по зависимости их интенсивности от энергии первичных электронов.

Данный метод может быть использован для исследования механизмов рассеяния электронов и количественной оценки вкладов отдельных процессов рассеяния в спектры сечения неупругого рассеяния электронов разных материалов.

Список литературы

- [1] N.G. Galkin, D.L. Goroshko, E.A. Chusovitin, K.N. Galkin, S.A. Dotsenko. *Phys. Status Solidi C* **10**, 12, 1670 (2013).
- [2] Y. Maeda, Y. Terai. *Int. Meeting for Future of Electron Devices, Kansai (IMFEDK-2004)*. IEEE (2004). P. 67.
- [3] H. Tokushige, T. Endo, K. Hiidome, K. Saiki, S. Kitamura, T. Katsuyama, N. Ikeda, Y. Sugimoto, Y. Maeda. *Jpn. J. Appl. Phys.* **54**, 07JB03 (2015).
- [4] H. Jin, H. Yoshikawa, H. Iwai, S. Tanuma, S. Tougaard. *J. Surf. Analys.* **15**, 3, 321 (2009).
- [5] H. Jin, H. Shinotsuka, H. Yoshikawa, H. Iwai, S. Tanuma, S. Tougaard. *J. Appl. Phys.* **107**, 083 709 (2010).
- [6] H. Jin, H. Shinotsuka, H. Yoshikawa, H. Iwai, M. Arai, S. Tanuma, S. Tougaard. *Surf. Interface Analys.* **45**, 6, 985 (2013).
- [7] А.С. Паршин, О.П. Пчеляков, А.Е. Долбак, Б.З. Ольшанецкий. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **6**, 5 (2013).
- [8] А.С. Паршин, Г.А. Александрова, А.Е. Долбак, О.П. Пчеляков, Б.З. Ольшанецкий, С.Г. Овчинников, С.А. Кущенко. *Письма в ЖТФ* **34**, 9, 41 (2008).
- [9] А.С. Паршин, С.А. Кущенко, Г.А. Александрова, С.Г. Овчинников. *ЖТФ* **81**, 5, 69 (2011).
- [10] А.С. Паршин, Е.П. Пьяновская, О.П. Пчеляков, Ю.Л. Михлин, А.И. Никифоров, В.А. Тимофеев, М.Ю. Есин. *ФТП* **48**, 2, 237 (2014).
- [11] А.С. Паршин, С.А. Кущенко, О.П. Пчеляков, Ю.Л. Михлин, Т. Хасанов. *Автоматрия* **48**, 4, 88 (2012).
- [12] А.С. Паршин, А.Ю. Игуменов, Ю.Л. Михлин, О.П. Пчеляков, А.И. Никифоров, В.А. Тимофеев. *ФТП* **49**, 4, 435 (2015).
- [13] А.Ю. Игуменов, А.С. Паршин, Ю.Л. Михлин, О.П. Пчеляков, А.И. Никифоров, В.А. Тимофеев. *Вестн. СибГАУ* **56**, 4, 230 (2014).
- [14] B. Egert, G. Panzner. *Phys. Rev. B* **29**, 4, 2091 (1984).
- [15] Y. Sakisaka, T. Myano, M. Onchi. *Phys. Rev. B* **30**, 12, 6849 (1984).
- [16] E. Colavita, M. de Crescenzi, L. Papagno, R. Scarmozzino, L.S. Caputi, R. Rosei, E. Tosatti. *Phys. Rev. B* **25**, 4, 2490 (1982).
- [17] B. Egert, G. Panzner. *J. Phys. F* **11**, L233 (1981).
- [18] В.Г. Лифшиц, Ю.В. Луняков. *Спектры ХПЭЭ поверхностных фаз на кремнии. Дальнаука, Владивосток* (2004). С. 142.
- [19] C. Colliex, T. Manoubi, C. Ortis. *Phys. Rev. B* **44**, 20, 11 402 (1991).
- [20] L.C. Feldman, J.W. Mayer. *Fundamentals of Surface and thin film analysis*. Elsevier Science, N.Y. (1986). 352 p.
- [21] S. Tougaard. [http:// www.quases.com](http://www.quases.com).
- [22] S. Tougaard, I. Chorkendorff. *Phys. Rev. B* **35**, 13, 6570 (1987).
- [23] S. Tougaard. *Surf. Interface Analys.* **25**, 3, 137 (1997).
- [24] S. Tougaard, J. Kraer. *Phys. Rev. B* **43**, 2, 1651 (1991).
- [25] G. Gergely, M. Menyhard, S. Gurban, A. Sulyok, J. Toth, D. Varga, S. Tougaard. *Solid State Ion.* **141–142**, 47 (2001).
- [26] G. Gergely. *Prog. Surf. Sci.* **71**, 31, 1 (2002).
- [27] G.T. Orosz, G. Gergely, S. Gurban, M. Menyhard, J. Toth, D. Varga, S. Tougaard. *Vacuum* **71**, 147 (2003).
- [28] S. Tougaard. *Surf. Interface Analys.* **11**, 9, 453 (1988).
- [29] H. Raether. *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer (1988). 196 p.