

Электронная структура и моделирование диэлектрической функции эпитаксиальных пленок β -FeSi₂ на Si(111)

© Н.Г. Галкин, А.М. Маслов, А.О. Таланов*

Дальневосточный государственный технический университет,
690600 Владивосток, Россия

* Институт автомататики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук,
690041 Владивосток, Россия

E-mail: galkin@iacp.dvo.ru

(Поступила в Редакцию 13 апреля 2001 г.
В окончательной редакции 21 июля 2001 г.)

Оптические функции тонких эпитаксиальных пленок дисилицида железа (β -FeSi₂) рассчитаны из спектров отражения по интегральным соотношениям Крамерса–Кронига (КК) в диапазоне энергий 0.1–6.2 eV. Сопоставление расчетов по спектрам пропускания и отражения и по спектрам отражения из интегральных соотношений КК показало, что фундаментальный переход с энергией 0.87 ± 0.01 eV является прямым. Построена эмпирическая модель диэлектрической функции для эпитаксиальных пленок β -FeSi₂, в которой в аналитическом виде описаны особенности зонной энергетической структуры пленок. Показано, что максимальный вклад в диэлектрическую функцию и спектр отражения в диапазоне энергий 0.9–1.2 eV вносит второй гармонический осциллятор $2D$ M_0 -типа с энергией 0.977 eV, который коррелирует со вторым прямым межзонным переходом в зонной энергетической структуре β -FeSi₂.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-81000Бел2000_а) и программы Министерства просвещения Российской Федерации "Фундаментальные исследования в области электроники и радиотехники" (грант КГ 98.7).

Полупроводниковый дисилицид железа (β -FeSi₂) является одним из наиболее перспективных и изучаемых материалов для кремниевой технологии интегральных схем и оптоэлектронных приборов [1–5]. На основе данных спектров пропускания и отражения показано, что β -FeSi₂ является прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны (0.87 eV) [1,2]. Теоретические расчеты, напротив, показали, что дисилицид железа является квазипрямозонным полупроводником [3–5], в котором непрямой и прямой межзонные переходы отличаются на 0.04–0.06 eV. Экспериментальное определение действительной и мнимой частей диэлектрической функции β -FeSi₂ было выполнено для эпитаксиальных пленок [2,3,5] и для объемного монокристаллического кремния [5]. Полученные данные хорошо согласуются в отношении высокоэнергетических особенностей, но есть расхождения в амплитуде и тонкой структуре, особенно вблизи фундаментального перехода. Это связано с дефектной структурой эпитаксиальных пленок (напряжения, дислокации, границы зерен). В ряде теоретических работ были представлены результаты расчетов энергетической зонной структуры монокристалла β -FeSi₂ (со структурными деформациями [4] и без них [3,5]) и некоторых оптических функций. Было показано, что деформация кристаллической решетки β -FeSi₂ может привести к смене типа фундаментального перехода. Но влияние внешних дефектов (например, упорядоченной сети дислокаций в пленке) на оптические свойства и зонную энергетическую структуру эпитаксиальных пленок β -FeSi₂ не поддается расчетам. Однако для проектирования оптоэлектронных устройств, основан-

ных на гетероструктурах β -FeSi₂/Si, оптические свойства эпитаксиальных пленок β -FeSi₂ с дефектной структурой должны быть хорошо изучены и промоделированы.

В данной работе были выращены тонкие эпитаксиальные пленки β -FeSi₂ рассчитаны их оптические функции, было определено двумя различными методами энергетическое положение первых межзонных переходов, была построена эмпирическая модель диэлектрической функции эпитаксиальной пленки β -FeSi₂, рассчитаны ее параметры, был выделен вклад осцилляторов в диэлектрическую функцию, а также проведено сравнение с экспериментальным спектром отражения.

1. Эксперимент

Эксперименты по росту пленок β -FeSi₂ на кремнии были выполнены в сверхвысоковакуумной камере VARIAN с базовым давлением $2 \cdot 10^{-10}$ Торр. Камера была оборудована Оже-анализатором, манипулятором с четырьмя степенями свободы, держателем на три образца, блоком источников (Cr, Fe, Mg, Si) и кварцевым датчиком толщины. В качестве подложек использовался Si(111) n -типа проводимости с удельным сопротивлением $5 \Omega \cdot \text{cm}$ и размерами $5 \times 18 \times 0.35$ mm. Атомарно-чистая поверхность кремния (Si(111) 7×7) подготавливалась высокотемпературным отжигом при температуре 1250°C в течение 2 min. Контроль состояния поверхности производился методом электронной Оже-спектроскопии. Фазовый состав пленок на поверхности определяли методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронами (ХПЭЭ). В качестве источника железа исполь-

зовалось химически чистое железо (чистота 99.99%). Скорость осаждения железа составляла 0.5–0.6 nm/min.

Пленки дисилицида железа (β -FeSi₂) выращивались методом затравочного слоя, что обеспечивало условия его эпитаксиального роста на Si(111) [6]. После создания затравочного слоя проводилось осаждение железа на горячую подложку (480°C) с последующим отжигом при температуре 600–650°C в течение 20–30 min. В результате экспериментов были выращены сплошные эпитаксиальные пленки β -FeSi₂ с толщинами 30 и 50 nm.

Спектры пропускания (T) и отражения (R) выращенных образцов регистрировались с помощью двух спектрофотометров SPECORD 711R и MDR-3 в диапазоне энергий 0.089–1.2 eV при комнатной температуре. Дополнительные спектры отражения были зарегистрированы при энергиях 1.55–6.2 eV при комнатной температуре на спектрофотометре SPECORD UV-VIS. Расчеты основных оптических функций тонких пленок β -FeSi₂ на Si(111) в области прозрачности были выполнены из R - и T -спектров с использованием двухслойной модели системы пленка–подложка [7]. Расчет оптических функций (ϵ_1 , ϵ_2 , $\text{Im}(\epsilon)^{-1}$, σ_{opt}) тонких пленок β -FeSi₂ в диапазоне энергий 0.1–6.2 eV проводился из спектров отражения с использованием интегральных соотношений Крамерса–Кронига (КК). Для моделирования оптических функций построена эмпирическая модель диэлектрической функции β -FeSi₂.

2. Модель диэлектрической функции β -FeSi₂

Расчитанные $\epsilon(E)$ -спектры анализировались с использованием эмпирической модели, построенной на основе модели диэлектрической функции (МДФ) [8,9] и адаптированной к эпитаксиальным пленкам β -FeSi₂. В МДФ-модели диэлектрическая функция $\epsilon(E)$ представляется в виде суммы невзаимодействующих гармонических осцилляторов. Для каждого осциллятора в аналитическом виде описаны особенности зонной энергетической структуры пленок β -FeSi₂. Они представлены в приближении параболических зон и постоянства матричных элементов переходов около особых точек.

Детальные теоретические исследования зонной структуры показали [3], что энергетическая щель разделяет в основном несвязывающие и антисвязывающие $3d$ -состояния Fe с небольшой долей $3p$ - и $3d$ -состояний Fe и Si. Показано, что наблюдается некоторое перемешивание d -уровней Fe, p -уровней Fe и p -уровней Si в максимуме валентной зоны и минимуме зоны проводимости. Следовательно, оптические переходы не являются запрещенными. Запрещенная зона в полупроводниковом дисилициде железа может быть прямой [5] или непрямой [3,4], но второй межзонный переход обязательно является прямым с небольшим отличием от первого [3–5]. Прямая запрещенная зона находится в точке с низкой симметрией (вдоль линии ZГ [5], рис. 1), а более широкая

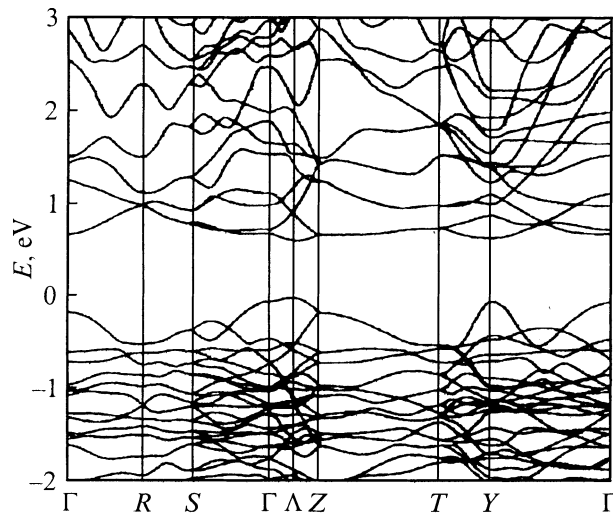


Рис. 1. Энергетическая зонная структура β -FeSi₂, рассчитанная методом LMTO [5] вдоль направлений с высокой симметрией вблизи запрещенной зоны.

прямая запрещенная зона 0.82–0.86 eV [5] — в точке Y зоны Бриллюэна. Критические точки для этих переходов должны иметь тип $3D M_0$. Плотность состояний около фундаментального перехода и сила осциллятора такого перехода очень малы [3–5], что обуславливает отсутствие максимума в спектре отражения в области фундаментального перехода. Согласно теоретическим расчетам, первый максимум в спектре отражения β -FeSi₂ наблюдается при 1.65–1.80 eV [5] и коррелирует с межзонными $d-p$ переходами в железе и кремнии из состояний в валентной зоне в состояния проводимости и наоборот. Однако первый максимум в спектре отражения эпитаксиальных и поликристаллических пленок β -FeSi₂ наблюдается при 0.9–1.05 eV [1,5]. Следовательно, прямой межзонный переход с большой силой осциллятора должен наблюдаться в энергетической зонной структуре β -FeSi₂ в этом диапазоне энергий. Второй пик в спектрах отражения эпитаксиальных пленок β -FeSi₂ наблюдается при 1.9–2.0 eV [5]. Согласно результатам теоретических расчетов [3–5], прямые межзонные переходы с критическими точками $3D M_2$ -типа и $3D M_1$ -типа [10] и большой силой осциллятора должны быть в окрестности точек симметрии Y, Z и Г [5] (рис. 1), которые обусловлены отрицательной кривизной энергетических зон.

Энергетические зоны имеют малое искривление при этих энергиях, что приводит к преобразованию критической точки $3D M_1$ -типа в критическую точку $2D M_0$ -типа. Таким образом, можно представить разложение первых двух пиков в спектре отражения в диапазоне энергий 0.78–2.2 eV в виде суммы переходов $3D M_0$ -типа (один осциллятор) и $2D M_0$ -типа (два осциллятора). В спектре отражения в диапазоне 2.5–6.2 eV наблюдается максимум при 4.5–5.0 eV [5], что свидетельствует о большой силе осциллятора для межзонных переходов при

этих энергиях. Следовательно, будем искать разложение диэлектрической функции в виде суммы вкладов от трех и более переходов, включающих демпфированные осцилляторы (расширенная критическая точка $2D M_1$ -типа [8]). Будем предполагать лоренцевский тип уширения для всех гармонических осцилляторов [8,9].

Предложенная модель построена для численной подгонки диэлектрической функции эпитаксиальной пленки $\beta\text{-FeSi}_2$ в диапазоне энергий 0.1–6.2 eV. Она использует шесть невзаимодействующих гармонических осцилляторов и содержит 19 параметров. Они включают шесть силовых констант ($A_0, B_1^{(1)}, B_1^{(2)}, C_2^{(3)}, C_2^{(4)}$ и $C_2^{(5)}$), шесть энергий ($E_0, E_0^{(1)}, E_2^{(2)}, E_2^{(3)}, E_2^{(4)}$ и $E_2^{(5)}$), шесть параметров уширения ($\Gamma_0, \Gamma_0^{(1)}, \Gamma_2^{(2)}, \Gamma_2^{(3)}, \Gamma_2^{(4)}$ и $\Gamma_2^{(5)}$) и одну аддитивную константу ε_∞ , которая не является в действительности высокочастотной диэлектрической постоянной эпитаксиальных пленок $\beta\text{-FeSi}_2$, но учитывает воздействие всех высокоэнергетических переходов выше 6.2 eV. Подгонка производилась путем минимизации среднеквадратичной ошибки (σ_0) одновременно для действительной и мнимой частей диэлектрической функции $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$ [11]

$$\sigma_0^2 = \sum_N [(\varepsilon_{1,m} - \varepsilon_{1,d})^2 + (\varepsilon_{2,m} - \varepsilon_{2,d})^2] / \sum_N [\varepsilon_{1,d}^2 + \varepsilon_{2,d}^2],$$

где m — модель, d — экспериментальные данные и N — количество экспериментальных точек.

3. Экспериментальные результаты, моделирование и обсуждение

Данные Оже-спектроскопии показали, что все выращенные пленки $\beta\text{-FeSi}_2$ обогащены кремнием на поверхности. Это связано с сегрегацией кремния в процессе роста дисилицида железа. Возможность островкового роста была отклонена после регистрации спектров ХПЭЭ, в которых отсутствовал пик объемных плазменных потерь кремния (17.1 eV) [12]. Было установлено, что в пленках дисилицида железа различной толщины наблюдается пик объемных плазменных потерь 20.5–21.0 eV при различных энергиях первичного электронного пучка (300–900 eV). Эта энергия плазменных потерь соответствует электронной плотности валентных электронов в полупроводниковом дисилициде железа [13]. Следовательно, пленки $\beta\text{-FeSi}_2$ по атомной и электронной плотности сравнимы с объемными монокристаллами.

После процедуры роста пленки полупроводникового дисилицида железа толщиной 30–50 nm были гладкими и имели зеркальный блеск. По данным атомной силовой микроскопии неоднородности по толщине в таких пленках составляли 10–16 nm. Следовательно, все выращенные пленки $\beta\text{-FeSi}_2$ являлись сплошными и могли быть исследованы методами оптической спектроскопии для расчета оптических функций при коррекции спектра отражения в области энергий выше 2 eV [14].

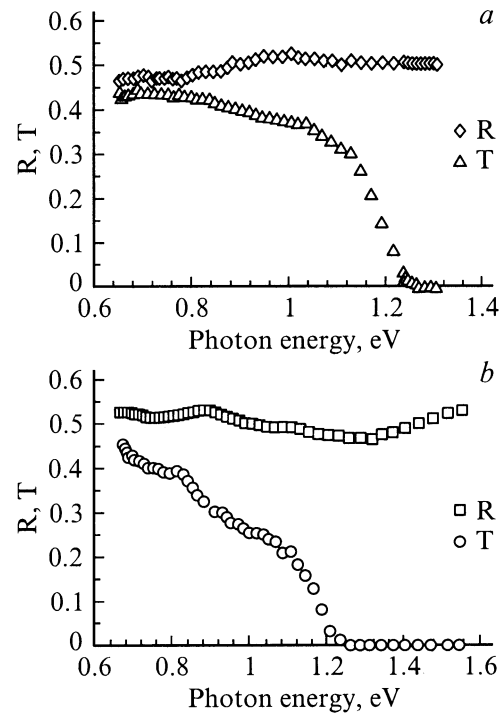


Рис. 2. Спектры пропускания (T) и отражения (R) для системы $\beta\text{-FeSi}_2/\text{Si}(111)$ с двумя различными толщинами пленок 30 (а) и 50 nm (б).

На рис. 2 представлены спектры пропускания и отражения кремниевой подложки и пленок $\beta\text{-FeSi}_2$ с различными толщинами (30 и 50 nm). Видно, что с увеличением толщины слоя дисилицида железа уменьшается пропускание системы пленка–подложка в области энергий 0.65–1.2 eV. Спектры отражения пленок достаточно близки по характеру поведения и величине коэффициента отражения. Из решения трансцендентной системы уравнений [7] был определен коэффициент поглощения пленки (рис. 3, а) в зависимости от энергии фотонов. Для выращенных образцов наблюдались линейные участки зависимости $(\alpha \cdot hv)^2$ от энергии фотонов [10] (0.84–1.1 eV, рис. 3, б). Экстраполяция линейных участков до пересечения с осью энергий дала значения прямой запрещенной зоны ($E = 0.87$ eV) и второго прямого межзонного перехода ($E = 0.97$ – 0.99 eV). Поглощение при энергиях меньше 0.87 eV не описывается вкладом от непрямого перехода с меньшей энергией. Поведение пленки в этом диапазоне энергий фотонов обычно связывают с поглощением на дефектах в пленках $\beta\text{-FeSi}_2$ [1]. Полученное значение ширины запрещенной зоны и типа второго межзонного перехода согласуется с данными работ [1,15], в которых расчеты параметров пленок проводили из спектров пропускания и отражения или из анализа спектров фотоотражения. Существование второго прямого межзонного перехода с энергией 0.98 ± 0.01 eV вполне согласуется с данными расчетов зонной энергетической структуры как объемного $\beta\text{-FeSi}_2$ [16], так

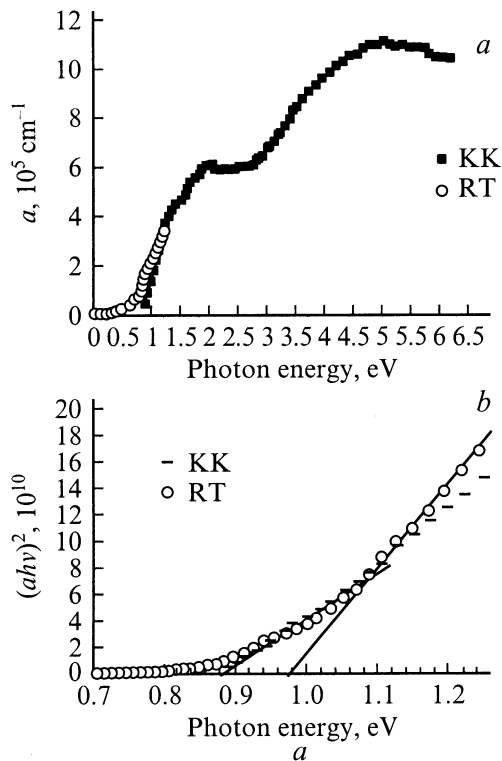


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента поглощения (*a*) и квадрата произведения коэффициента поглощения на энергию фотона (*b*) для эпитаксиальной пленки β -FeSi₂ толщиной 30 nm. Точки — расчет по интегральным соотношениям КК и спектрам пропускания и отражения (RT).

и тонких эпитаксиальных пленок β -FeSi₂ [16]. Расчеты спектра коэффициента поглощения через интегральные соотношения КК также показали наличие прямого фундаментального перехода с энергией 0.87 eV (рис. 3, *b*).

Спектр энергетических потерь ($\text{Im}(\epsilon)^{-1}$, рис. 4, *a*) и спектральная зависимость оптической проводимости (σ_{opt} , рис. 4, *b*) дают дополнительную информацию о распределении потерь энергии электронами, взаимодействующими с падающим излучением. На кривой функции потерь энергии наблюдаются три локальных максимума при 1.4, 2.65 и 4.3 eV. Энергетические положения максимумов в спектре потерь совпадают с положениями минимумов в спектре оптической проводимости. Оптическая проводимость является макроскопическим параметром и характеризует поглощение электромагнитного излучения заряженными носителями [17]. Поэтому пики поглощения энергии заряженными носителями (1.25, 1.6 и 3.7 eV) чередуются с пиками потерь энергии электронами. Это делает возможным выделение групп основных осцилляторов и использование модели диэлектрической функции для разложения интегральных спектров комплексной диэлектрической функции на сумму шести спектров эффективных невзаимодействующих гармонических осцилляторов.

Рассмотрим данные о фундаментальном переходе и высокоэнергетических межзонных переходах, которые получаются после численного моделирования диэлектрической функции β -FeSi₂. Результаты численного моделирования показаны на рис. 5 в виде пунктирных линий, а экспериментальные спектры после их обработки по соотношениям КК в виде светлых кружков (ϵ_1) и квадратов (ϵ_2). Величины параметров, полученных методом подгонки путем минимизации функции ошибок, представлены в таблице. Среднеквадратичная ошибка при моделировании составляет 2.62%. Суммарный смоделированный спектр диэлектрической функции хорошо совпадает с экспериментальным спектром в диапазоне энергий 0.9–5.5 eV. Некоторое расхождение при энергиях 0.1–0.9 eV может быть связано с более сложной структурой переходов с несвязывающих состояний железа и кремния, которые недостаточно корректно описываются моделью гармонического осциллятора 3D M_0 -типа. На это указывают например малая сила осциллятора (силовая константа) и заметный параметр уширения этого осциллятора (см. таблицу). Некоторое расхождение наблюдается и при энергиях 5.5–6.2 eV, что, по-видимому, также связано со сложной структурой межзонных переходов со связывающих p - d состояний Fe-Si в зону проводимости в эпитаксиальных пленках β -FeSi₂. Однако следует отметить большое значение силовой константы и малое уширение для второго эф-

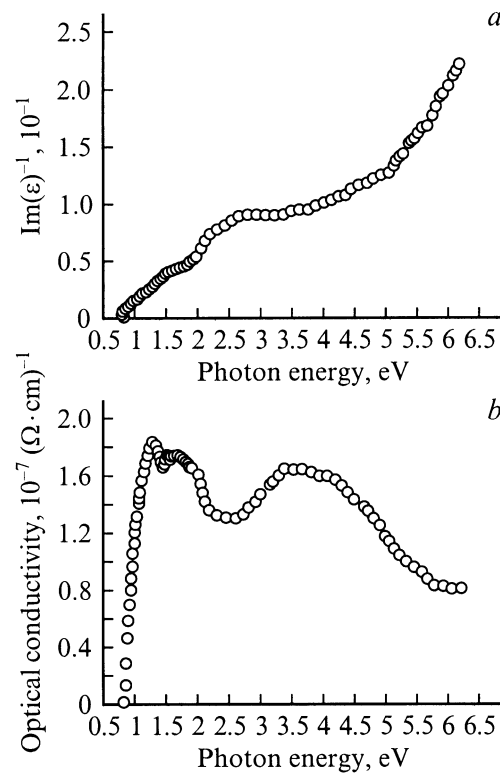


Рис. 4. Спектральные зависимости функции потерь ($\text{Im}(\epsilon)^{-1}$) (*a*) и оптической проводимости (σ_{opt}) (*b*) для эпитаксиальной пленки β -FeSi₂ толщиной 30 nm.

Параметры шести не взаимодействующих гармонических осцилляторов для эпитаксиальной пленки β -FeSi₂

| Тип особой точки | Параметр | Численное значение | Тип особой точки | Параметр | Численное значение |
|------------------|---------------------------|--------------------|--------------------------------------|-----------------------|--------------------|
| 3D M_0 | E_0 (eV) | 0.80 | 2D M_1 (ДГО) | $E_2^{(3)}$ (eV) | 3.5 |
| | A_0 (eV) ^{1.5} | $1 \cdot 10^{-10}$ | | $C_2^{(3)}$ | 2.155 |
| | Γ_0 (eV) | 0.69 | | $\Gamma_2^{(3)}$ (eV) | 1.293 |
| 2D M_0 | $E_1^{(1)}$ (eV) | 0.977 | 2D M_1 (ДГО) | $E_2^{(4)}$ (eV) | 4.25 |
| | $B_1^{(1)}$ | 12.33 | | $C_2^{(4)}$ | 0.339 |
| | $\Gamma_1^{(1)}$ (eV) | 0.0358 | | $\Gamma_2^{(4)}$ (eV) | 0.605 |
| 2D M_0 | $E_1^{(2)}$ (eV) | 1.777 | 2D M_1 (ДГО) | $E_2^{(5)}$ (eV) | 5.59 |
| | $B_1^{(2)}$ | 6.879 | | $C_2^{(5)}$ | 1.142 |
| | $\Gamma_1^{(2)}$ (eV) | 1.333 | | $\Gamma_2^{(5)}$ (eV) | 2.24 |
| | | | Вклад высокоэнергетических переходов | ϵ_∞ | 0.505 |
| | | | Среднеквадратичная ошибка, % | σ_0 | 2.63 |

фактивного осциллятора с энергией 0.977 eV в отличие от результатов теоретических расчетов [3–5]. Второй гармонический осциллятор коррелирует со вторым прямым межзонным переходом с энергией 1.0 ± 0.02 eV. Моделирование подтверждает сильные изменения в электронной структуре эпитаксиальных пленок β -FeSi₂ в области энергий 0.90–1.2 eV по сравнению с идеальной электронной структурой монокристаллического β -FeSi₂, использованной при теоретических расчетах [3–5]. Третий и четвертый осцилляторы также имеют заметные величины силовых параметров (см. таблицу), что обеспечивает их существенный вклад в диэлектрическую функцию в диапазоне энергий 1.5–2.5 eV. Пятый и шестой осцилляторы характеризуются меньшими силовыми константами и большим уширением, что свидетельствует об их меньшем вкладе в диэлектрическую функцию. Воздействие всех высокоэнергетических межзонных переходов с энергиями выше 6.2 eV учтено с помощью аддитивной константы $\epsilon = 0.505$.

Коэффициент отражения, измеренный при углах падения, близких к нормальному, может быть представлен в виде [10]

$$R(E) = \left[\frac{\{[\epsilon_1(E) + i\epsilon_2(E)]^{0.5} - 1\}^2}{\{[\epsilon_1(E) + i\epsilon_2(E)]^{0.5} + 1\}^2} \right].$$

Спектры отражения $R(E)$, полученные из моделированных спектров диэлектрической функции, представлены штриховыми линиями на рис. 6, а светлыми кружками показан экспериментальный спектр отражения. Видно, что предложенная МДФ-модель удовлетворительно описывает характер изменения коэффициента отражения эпитаксиальных пленок β -FeSi₂ с данными, полученными из эксперимента во всем использованном диапазоне энергий 0.1–6.2 eV. Небольшое несовпадение наблюдается при моделировании формы высокоэнергетических пиков (3.5–6.2 eV), но не их амплитуд.

Таким образом, в настоящей работе методом затравочного слоя выращены тонкие сплошные эпитаксиальные пленки β -FeSi₂ на Si(111), исследована их электронная структура и рассчитаны оптические функции. Показано, что, как по данным расчетов из спектров пропускания и отражения, так и расчетов по интегральным соотношениям КК, фундаментальный прямой переход наблюдается

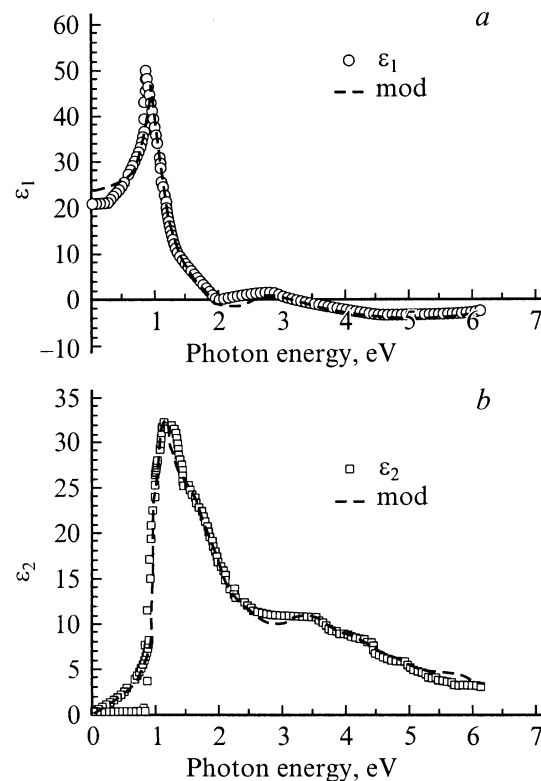


Рис. 5. Действительная ϵ_1 (a) и мнимая ϵ_2 (b) части диэлектрической функции эпитаксиальной пленки β -FeSi₂. Штриховая линия соответствует моделируемому $\epsilon(E)$ спектру.

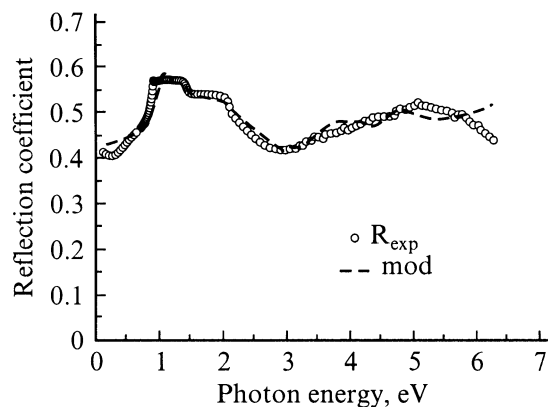


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения от энергии фотонов, вычисленная из модели (штриховая линия) и экспериментальный спектр отражения (кружки) для эпитаксиальной пленки β -FeSi₂.

при 0.87 ± 0.01 eV. Построена полуэмпирическая модель диэлектрической функции для эпитаксиальных пленок β -FeSi₂ на основе взятых из литературы теоретических расчетов зонной энергетической структуры монокристаллов β -FeSi₂ и анализа данных оптической отражательной спектроскопии для пленок β -FeSi₂. Произведено разложение интегральных спектров на шесть независимых осцилляторов, определены их параметры. Показано, что максимальный вклад в диэлектрическую функцию и в спектр отражения в диапазоне энергий 0.9–1.2 eV вносит второй гармонический осциллятор $2D M_0$ -типа с энергией 0.977 eV, который коррелирует со вторым прямым межзонным переходом в зонной энергетической структуре β -FeSi₂.

Список литературы

- [1] M.C. Bost, J.E. Mahan. *J. Appl. Phys.* **58**, 6, 2 696 (1985).
- [2] K. Radermacher, R. Carius, S. Mantl. *Nuclear Instr. Meth. Phys. Res.* **B84**, 1, 163 (1994).
- [3] N.E. Christensen. *Phys. Rev.* **B42**, 9, 7 148 (1990).
- [4] L. Miglio, G. Malegori. *Phys. Rev.* **B52**, 3, 1 448 (1995).
- [5] A.B. Filonov, D.B. Migas, V.L. Shaposhnikov, V.E. Borisenko, W. Henrion, M. Rebien, P. Stauss, H. Lange, G. Behr. *J. Appl. Phys.* **83**, 8, 4 410 (1998).
- [6] X. Chen, L. Wang, Q. Chen, R. Ni, C. Lin. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 6, 2 858 (1996).
- [7] N.G. Galkin, A.M. Maslov, A.V. Konchenko. *Thin Solid Films* **311**, 1, 230 (1997).
- [8] S. Adachi. *Phys. Rev.* **B38**, 12, 12 345 (1988).
- [9] S. Adachi, K. Sato. *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 3 907 (1992).
- [10] R.A. Smith. *Semiconductors*. Cambridge University, Cambridge (1978). 480 p.
- [11] C.C. Kim, J.W. Garland, H. Abad, P.M. Raccah. *Phys. Rev.* **B45**, 16, 11 749 (1992).
- [12] N. Lieske, R. Hezel. *Phys. Stat. Sol. (b)* **92**, 1, 159 (1979).
- [13] X. Wallart, H.S. Zeng, J.P. Nys, G. Dalmai. *Appl. Surf. Sci.* **56–58**, 2, 472 (1992).

- [14] Н.Г. Галкин, А.М. Маслов, А.В. Конченко, И.Г. Каверина, А.С. Гуральник. *Оптика и спектроскопия* **85**, 4, 658 (1998).
- [15] N. Onda, H. Siringhaus, S. Goncalves-Conto, C. Schwarz, S. Zehnder, H. von Känel. *Appl. Surf. Sci.* **73**, 1, 124 (1993).
- [16] S.J. Clark, H.M. Al-Allak, S. Brand, R.A. Abram. *Phys. Rev.* **B58**, 14, 10 389 (1998).
- [17] R.K. Ahrenkiek. *J. Opt. Soc. Amer.* **61**, 2, 1 851 (1971).