

Температурное поведение полосы 6.05 eV в спектрах оптического поглощения кислород-дефицитного корунда

© И.А. Вайнштейн, В.С. Кортон

Уральский государственный технический университет,
620002 Екатеринбург, Россия

E-mail: wia@dpt.ustu.ru

(Поступила в Редакцию 6 декабря 1999 г.)

В интервале 80–515 К исследовано влияние температуры на полосу поглощения 6.05 eV в α -Al₂O₃. Данные проанализированы в рамках однокоординатной модели с сильной электрон-фононной связью. Показано, что исследуемая полоса образована двумя пиками при 5.91 и 6.22 eV ($T = 293$ К), которые связаны с поглощением на F^+ - и F -центрах соответственно. На основе анализа экспериментальных температурных зависимостей рассчитаны энергии эффективных фононов, ответственных за уширение и смещение максимумов пиков, которые согласуются с данными других работ и лежат в области частот акустических колебаний корунда. Сделаны оценки факторов Хуанга–Рис для обоих центров, которые близки к оценкам других авторов. Полученные результаты подробно обсуждаются в сравнении с независимыми данными по оптическому поглощению и люминесценции анионных центров в окрашенных и облученных монокристаллах α -Al₂O₃.

Анионнодефектные кристаллы α -Al₂O₃ относятся к классу материалов, которые являются основой для создания высокочувствительных детекторов ионизирующих излучений [1,2]. При этом фундаментальная роль в формировании радиационных, оптических, эмиссионных, температурных характеристик принадлежит дефектам кислородной подрешетки [3–6].

Анионная нестехиометрия в корунде может быть создана термохимическим окрашиванием или при облучении частицами [1,7–9]. Спектры оптического поглощения таких кристаллов в ультрафиолетовом диапазоне хорошо изучены и в них наблюдают интенсивную полосу 6.05 (6.1) eV, которую связывают с F -центром (кислородная вакансия с двумя захваченными электронами) [2–4], а также полосы при 4.8 eV и сильно поляризованную при 5.4 eV, которые относят к поглощению на F^+ -центре (кислородная вакансия с одним захваченным электроном) [3,4]. Наряду с оптическим поглощением анионных центров достаточно подробно в настоящее время для α -Al₂O₃ исследованы спектры люминесценции с максимумами в области 3.0 eV (свечение F -центра) и при 3.8 eV (излучательные переходы на F^+ -центре) [3–6,10–12]. Предложен ряд моделей этих процессов, в которых центры на вакансиях кислорода рассматриваются как изолированные [3,4] или в рассмотрении включены процессы переноса заряда [13].

Вместе с тем следует отметить, что, несмотря на огромное количество проведенных исследований, очень мало работ, в которых было бы систематически изучено влияние температуры на спектры поглощения α -Al₂O₃. Конечно, есть данные, полученные при комнатной и криогенных температурах [2–5], есть данные по отжигу F - и F^+ -центров и соответствующим им оптическим полосам [2,7,9], но нет единого анализа температурных эффектов в динамике, как это сделано, например, для полосы свечения F^+ -центра [4,5]. Между тем такой подход позволяет непосредственно выделить и учесть

роль электрон-фононного взаимодействия, сила которого в α -Al₂O₃ велика. Кроме того, спектры поглощения являются, как правило, базовой точкой при обсуждении многих, в том числе и радиационно-индуцированных, свойств кислород-дефицитного корунда. Поэтому необходимо знать и принимать во внимание трансформацию этих спектров в условиях теплового воздействия.

Цель настоящей работы — изучить влияние температуры на поведение полосы поглощения 6.05 eV в спектрах монокристаллов α -Al₂O₃ с кислородными вакансиями и установить основные микропараметры центра или центров, ответственных за эту полосу.

1. Объекты исследований

Исследовались номинально чистые монокристаллы α -Al₂O₃, выращенные методом Степанова в сильно восстановительной атмосфере, обусловленной присутствием графита (термохимическое окрашивание). Подробное описание процесса и условий выращивания приведено в [14]. Концентрация железа и других примесей, которые имеют полосы поглощения в изучаемой спектральной области, малы и не влияли на результаты эксперимента [15]. В окончательном виде образцы представляли собой полированные диски диаметром 5 и толщиной 0.8 mm с поверхностями оптического качества. Отметим, что используемые в работе монокристаллы α -Al₂O₃ имеют техническое применение в качестве радиационных термолюминесцентных детекторов (ТЛД-500К, ТУ 2655-006-02069208-95). Образцы для измерений были случайно выбраны из партии детекторов с различной чувствительностью к излучению. Аппаратурный и методический аспекты оценки чувствительности, которая предварительно определялась по термолюминесцентному выходу, обсуждались в [16].

Все измерения выполнялись на спектрофотометре "Spekord-M40" с применением вакуумного криостата в

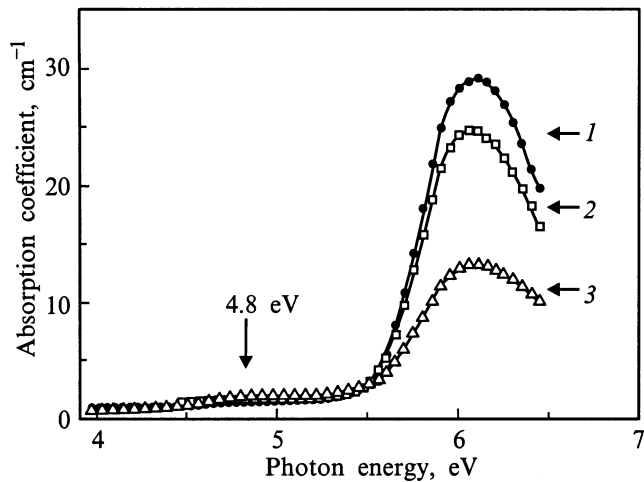


Рис. 1. Спектры оптического поглощения при $T = 293$ К для образцов с разной чувствительностью. 1 — средняя чувствительность $\approx 4.5 \times 10^8$, 2 — высокая чувствительность $\approx 8.5 \times 10^8$, 3 — низкая чувствительность $\approx 1.9 \times 10^8$ quantum/Gy.

интервале температур 80–515 К. В эксперименте исследовался УФ-спектральный диапазон 4–6.45 эВ.

2. Результаты эксперимента

На начальном этапе были выполнены измерения спектров оптического поглощения при комнатной температуре для образцов с различной чувствительностью (рис. 1).

Видно, что все образцы имеют четко выраженную полосу при 6.05 эВ. Наиболее интенсивный пик поглощения наблюдается в образце со средней чувствительностью (кривая 1). Кроме того, для всех образцов заметна слабая полоса в области 4.8 эВ. Этот пик приписывают электронному переходу $1A \rightarrow 1B F^+$ -центра [4]. Изменения в интенсивности пиков от образца к образцу связаны с неравномерностью распределения концентрации дефектов по длине исходного корундового стержня, из которого вырезались образцы [14]. Отметим также, что на сегодня нам неизвестны данные по корреляции между указанной чувствительностью монокристаллов $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ и интенсивностью полос в спектре поглощения. Такие исследования представляют самостоятельный интерес и выходят за рамки настоящей работы.

Дальнейшие температурные измерения были выполнены только с образцом 1. На рис. 2 представлены спектры поглощения, снятые в диапазоне $T = 80\text{--}515$ К. Положения максимума E_m полосы для всех температур приведены в табл. 1. Из рис. 2 и табл. 1 видно, что с ростом температуры полуширина полосы растет, а значение E_m остается практически постоянным. Проанализируем наблюдаемое изменение формы и температурное поведение изучаемого пика 6.05 эВ.

3. Обсуждение

3.1. Форма полосы. Прежде всего заметим, что полосы поглощения на рис. 2 несимметричны — крылья со стороны высоких энергий выглядят более пологими,

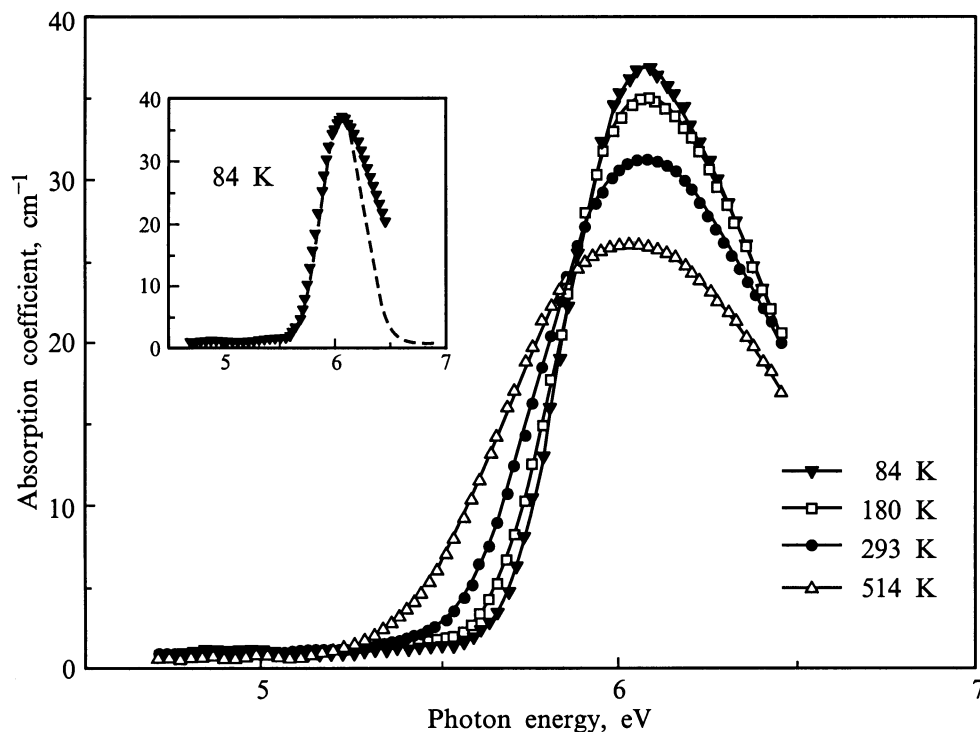


Рис. 2. Спектры оптического поглощения, измеренные при разных температурах.

Таблица 1. Спектральные характеристики разложения на гауссианы

T, K	Полоса 6.05 eV	Пик G1		Пик G2		Ошибка (cm^{-1}) ²
	E_m , ± 0.03 eV	E_m , ± 0.005 eV	H , ± 0.010 eV	E_m , ± 0.012 eV	H , ± 0.012 eV	
84	6.08	5.975	0.355	6.263	0.540	0.085
180	6.05	5.952	0.366	6.242	0.589	0.051
240	6.05	5.935	0.389	6.237	0.635	0.056
293	6.05	5.908	0.410	6.221	0.683	0.030
364	6.05	5.889	0.434	6.212	0.723	0.021
435	6.08	5.852	0.449	6.183	0.771	0.020
514	6.05	5.820	0.490	6.174	0.825	0.020

затянутыми. Особенно наглядно это проиллюстрировано на врезке для спектра при 84 К. Штриховая линия на врезке представляет собой гауссиан с центром при 6.05 eV, который точно описывает низкоэнергетическую сторону полосы и расходится с ее правым крылом. Несомненно, спектральная область > 6.2 eV является предельной для используемого спектрофотометра. Однако наблюдаемая несимметричность не вызвана ошибкой измерений, а присутствует в многочисленных независимых работах с самыми разными образцами $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ [2–5, 8, 9, 11].

На рис. 3 представлены результаты настоящей работы в сравнении с данными других авторов, полученными при комнатной температуре на аддитивно-окрашенных монокристаллах, где центры F -типа имеют ростовое происхождение (рис. 3, *a*), и на корпускулярно-облученных образцах (рис. 3, *b*), где концентрация этих центров также высока. Для удобства сравнения спектры пронормированы на свои максимумы. За исключением результатов [11], где полуширина полосы оказывается заметно больше, все приведенные полосы очень хорошо совпадают не только по положению пика, но и, что очень важно, по форме.

Такая форма спектра свидетельствует о том, что в данной области могут поглощать несколько центров, как уже предполагалось в некоторых работах [4, 5, 10]. Еще одна особенность полосы 6.05 eV (рис. 2 и табл. 1) состоит в том, что не наблюдается смещение максимума в область более низких энергий с ростом T , как это происходит в большинстве кристаллов [17]. Отсутствие сдвига максимума полосы в $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ при нагреве отмечалось в [5]. Температурно-независимое поведение E_m может быть также обусловлено наличием нескольких поглощающих переходов.

С учетом сказанного выше экспериментальные спектры при разных температурах были разложены на суперпозицию независимых гауссианов (модель линейной электро-фононной связи). При этом были получены два набора пиков — $G1$ и $G2$ (рис. 4), которые наиболее точно воспроизводят наблюдаемую форму полосы 6.05 eV. Значение E_m , полуширина H и ошибка аппроксимации (сумма квадратов разностей) для всех температур при-

ведены в табл. 1. Из рис. 4 видно, что при низких температурах (84 К) пики четко разделяются, а при температурах от комнатной и выше пик $G1$ полностью перекрывается пиком $G2$. Следовательно, при высоких T поведение полосы 6.05 eV определяется доминирующим максимумом $G2$.

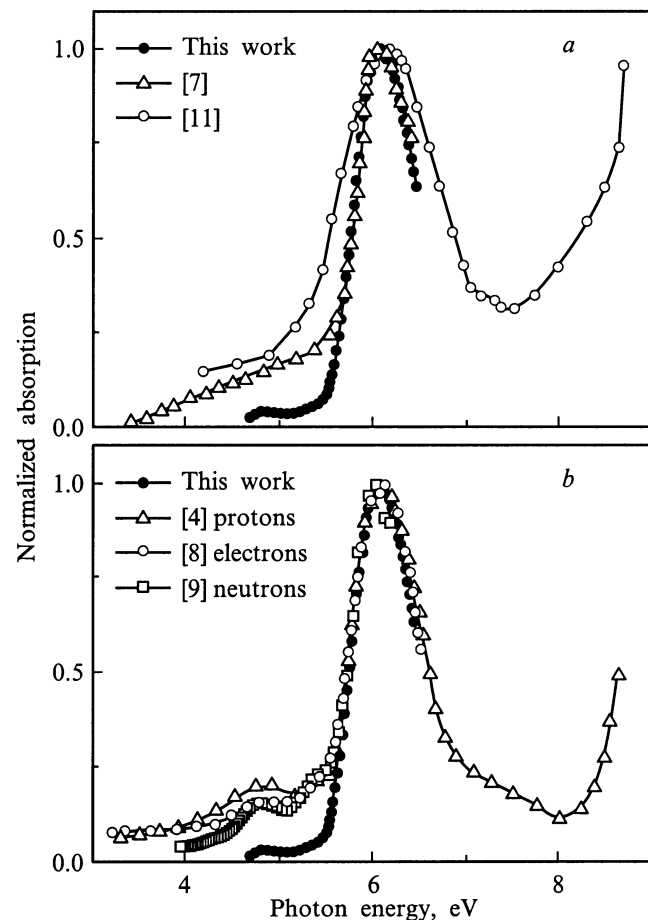


Рис. 3. Сравнение результатов настоящей работы с данными независимых экспериментов: *a* — аддитивно-окрашенные монокристаллы $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$; *b* — облученные кристаллы. Рядом со ссылками указаны частицы, которыми были облучены исходные монокристаллы $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$.

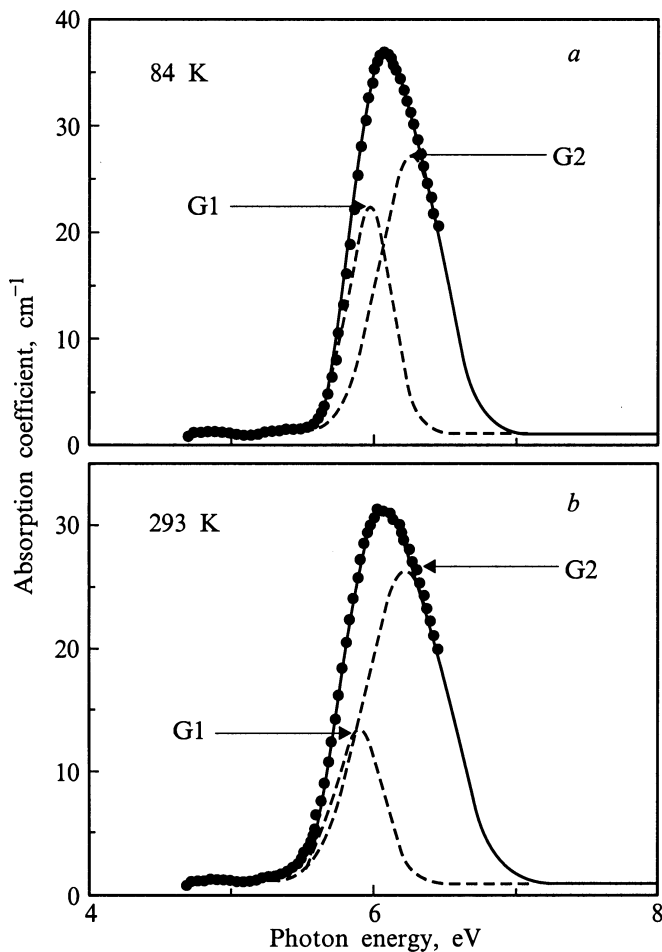


Рис. 4. Разложение полосы поглощения 6.05 eV на независимые гауссианы. Кружки — эксперимент; штриховые линии — независимые пики гауссовой формы; сплошная линия — расчетная результирующая кривая.

Важно отметить, что разложение оптических полос при комнатной температуре для других образцов, показанных на рис. 1, также дает пары гауссианов с такими же в пределах ошибки величинами E_m и H (табл. 2).

Итак, анализ полосы 6.05 eV в спектре поглощения анионно-дефектного $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ позволяет получить набор из двух пиков гауссовой формы, результирующая которых с высокой степенью точности воспроизводит результаты эксперимента при различных температурах и в различных образцах. При этом доминирует пик G2 ($E_m = 6.22$ eV, $H = 0.68$ eV при 293 K), а пик G1 ($E_m = 5.91$ eV, $H = 0.41$ eV при 293 K) значительно менее интенсивен и при высоких температурах целиком попадает в область поглощения G2.

Прежде чем идентифицировать полученные пики с конкретными центрами, проанализируем спектральные величины, приведенные в табл. 1, как функции от температуры.

3.2. Анализ температурных зависимостей. Сдвиг положения максимума пика с ростом T может быть описан с помощью выражения Фэна для изменения ширины запрещенной зоны при фонов-индуцированном смещении энергетических уровней [18]

$$E_m(T) = E_m(0) - A\langle n_s \rangle, \quad (1)$$

где $E_m(0)$ — положение максимума при нулевой температуре, A — параметр Фэна, который зависит от микроскопических характеристик материала [19] и связан с константой деформационного потенциала второго порядка [20], $\langle n_s \rangle = [\exp(\hbar\omega_s/kT) - 1]^{-1}$ — фактор Бозе-Эйнштейна для фононов с энергией $\hbar\omega_s$, ответственных за сдвиг электронных уровней. Универсальность и применимость соотношения (1) для самых разнообразных материалов, кристаллических и некристаллических, подробно обсуждалась нами ранее [20–22]. Заметим, что выражение (1) учитывает вклад в смещение энергетических уровней только от процессов электрон-фононного взаимодействия. Вклад от теплового расширения кристаллической решетки в явном виде не учитывается. Однако, как показано в [4], для $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ в рассматриваемом температурном диапазоне этот вклад пренебрежимо мал. Кроме того, при высоких температурах, когда $kT \gg \hbar\omega_s$, выражение (1) имеет линейную функциональную зависимость и линейный вклад от теплового расширения оказывается учтенным в неявном виде [23].

Температурная зависимость полуширины пика в свою очередь описывается широко известным выражением, см., например, [4,5,17]

$$H^2(T) = H^2(0)(2\langle n_b \rangle + 1), \quad (2)$$

где $H(0)$ — полуширина пика при нулевой температуре, $\langle n_b \rangle$ — фактор Бозе-Эйнштейна для фононов с энергией $\hbar\omega_b$, ответственных за уширение электронных уровней. Очевидно, что выражение (2), которое намеренно записано здесь не в традиционно используемой форме через гиперболический котангенс, а в тождественной форме через среднее число занятых фононных состояний, эквивалентно выражению (1). Данный факт, что температурные зависимости смещения и уширения энергетических уровней формально одинаковы и пропорциональны фактору Бозе-Эйнштейна, подробно обсуждается в [19]. Отметим также, что оба эти выражения могут быть

Таблица 2. Параметры разложения на гауссианы для разных образцов при $T = 293$ K

№ образцов	Пик G1		Пик G2		Ошибка $(\text{cm}^{-1})^2$
	E_m , ± 0.005 eV	H , ± 0.010 eV	E_m , ± 0.005 eV	H , ± 0.010 eV	
1	5.908	0.410	6.221	0.683	0.030
2	5.917	0.405	6.233	0.682	0.018
3	5.918	0.391	6.235	0.726	0.020

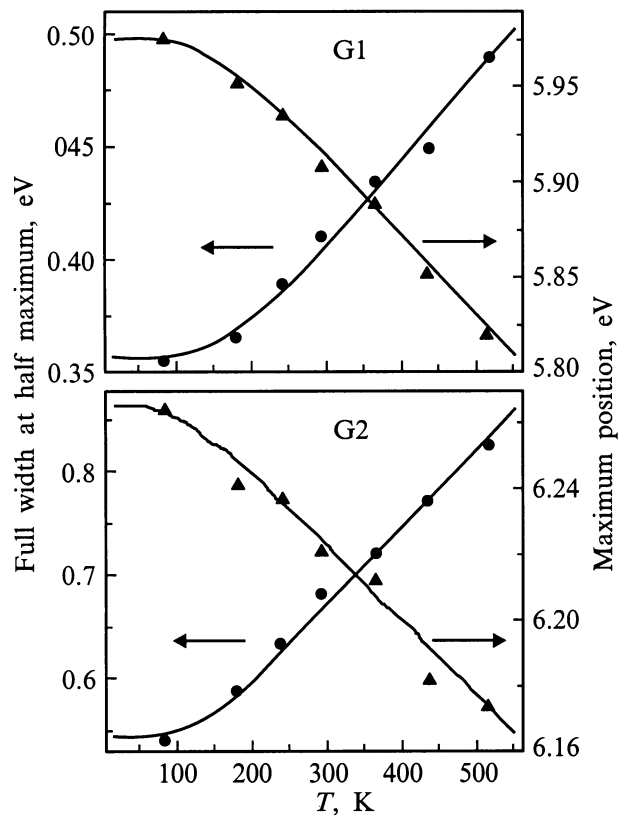


Рис. 5. Температурные зависимости спектральных характеристик пиков $G1$ и $G2$. Символами обозначены соответствующие экспериментальные значения. Сплошные кривые — результаты аппроксимации по выражениям (1) и (2).

получены непосредственно с использованием параметра динамического беспорядка — среднеквадратического отклонения атомов из их положений равновесия [20]. Именно с тепловым беспорядком и связаны процессы однородного уширения и смещения максимумов полос.

На рис. 5 для обоих пиков приведены аппроксимации экспериментальных характеристик $E_m(T)$ и $H(T)$ с использованием выражений (1) и (2). Видно, что расчетные кривые хорошо описывают наблюдаемые зависимости. В табл. 3 приведены значения параметров обоих соотношений, полученные при аппроксимации. Заметим, что для обоих пиков энергии эффективных фононов, ответственных за смещение и уширение, различаются. При этом в обоих случаях $\hbar\omega_s < \hbar\omega_b$. Это говорит о том, что указанные процессы протекают при взаимодействии с разными колебаниями и однокоординатная модель центра в рамках этих процессов будет выглядеть по-разному. Обратим внимание, что полученные значения $\hbar\omega_b = 424$ и 328 cm^{-1} близки к энергиям акустических колебаний корунда — 432 и 378 cm^{-1} [24]. Это вполне логичный и физический результат, который говорит о том, что кислородные вакансии взаимодействуют с длинноволновыми модами ближайших соседей — тяжелых атомов алюминия. Кроме того,

в рамках используемой однофононной модели и гауссовой формы пиков можно оценить факторы Хуанга–Рис $S = H^2(0)/(\hbar\omega_b)^2 8 \ln 2$. Полученные значения приведены в табл. 3.

Итак, на основе соотношений (1) и (2) выполнены аппроксимации температурных зависимостей спектральных характеристик пиков $G1$ и $G2$. Получены значения энергий эффективных фононов, ответственных за уширение и смещение максимумов обоих пиков, которые лежат в области акустических колебаний $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. Рассчитаны значения факторов Хуанга–Рис.

3.3. F^- и F^+ -центр. На основании сравнительного анализа наших результатов с многочисленными данными из независимых работ можно сделать следующий вывод. Пик $G1$ обусловлен поглощением F^+ -центра; пик $G2$ связан с F^- -центром. Приведем основные аргументы для этого заключения.

Пик $G1$ (5.91 eV) $\Rightarrow F^+$ -центр.

1) Является неосновным. При высоких температурах полностью “забит” основным пиком. Ранее на основании анализа оптических свойств F^+ -центра уже предполагалось, что он поглощает в области $5.9\text{--}6.3 \text{ eV}$, но его полоса “скрыта” в более интенсивной полосе F^- -центра [4,5,10].

2) При возбуждении светом 6.05 eV (при $T = 293 \text{ K}$) [6] и 6.4 eV (при $T = 77 \text{ K}$) [5] наблюдалась интенсивная люминесценция 3.0 eV , которая связана с F^- -центром, и слабое свечение 3.8 eV , относимое к F^+ -центру. Это согласуется с рис. 4, если учесть, что сила осциллятора f для F^+ -центра в два раза меньше (табл. 3).

3) Спектр возбуждения люминесценции 3.8 eV при 77 K имеет плечо при 5.9 eV [5]. Это доказывает наличие поглощения F^+ -центра в данной области. В стационарных и времяразрешенных спектрах возбуждения синхротронным излучением этой же люминесценции при

Таблица 3. Параметры, полученные из анализа температурного поведения пиков

Параметры	Пик $G1$ (F^+ -центр)	Пик $G2$ (F^- -центр)
$E_m(0), \text{ eV}$	5.976 ± 0.005	6.265 ± 0.010
$\hbar\omega_s, \text{ cm}^{-1}$	268 ± 20	171 ± 20
$A, \text{ eV}$	0.18 ± 0.03	0.06 ± 0.005
$\hbar\omega_b, \text{ cm}^{-1}$	424 ± 20 400 [4] 340 ± 20 [5]	328 ± 20
$H(0), \text{ eV}$	0.356 ± 0.004	0.546 ± 0.008
S	8.26 8.65 [4] 12 [5]	35.8
$N, \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	5.73 10.7 [4]	9.24 18.5 [4]
f	0.66 [4]	1.33 [4]

$T = 10$ и 297 К наблюдается полоса 5.95 ± 0.03 eV, которая была отнесена к F^+ -центру [25]. Указанные данные хорошо согласуются с нашими результатами.

4) Полученные в настоящей работе значения $\hbar\omega_b = 424$ cm^{-1} и $S = 8.26$ хорошо согласуются с результатами, полученными при анализе температурного поведения пика люминесценции F^+ -центра при 3.8 eV — 400 cm^{-1} и 8.65 (табл. 3) [4] соответственно.

5) Полученный нами пик $G1$ можно отнести к электронному переходу $1A \rightarrow 2B$ F^+ -центра, энергия которого принималась 6 eV в [10] и 6.3 eV в [4], а в теоретической работе [26] предсказывалось значение 5.15 eV.

Пик $G2$ (6.22 eV) $\Rightarrow F$ -центр.

1) Является доминирующим. При температурах выше комнатной формирует полосу 6.05 eV, поведение которой однозначно связано с присутствующими в $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ F -центрами [3–7].

2) См. аргумент 2 для пика $G1$.

3) Полученная нами для пика $G2$ значение $H = 0.54$ eV при $T = 84$ К близко к величине полуширины полосы 6.05 eV в поляризованном свете (0.67 eV при $T = 77$ К) [4]. При указанной поляризации ($\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$) электронный переход $1A \rightarrow 2B$ F^+ -центра имеет низкое значение силы осциллятора $f_{F^+} = 0.020$ [4]. В свою очередь при другой поляризации ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$) $f_{F^+} = 0.935$, и полуширина полосы 6.05 eV возрастает до 0.78 eV [4].

4) Рассчитанный фактор Хуанга–Рис $S = 35.8$ близок к величинам этого параметра для F -центра в MgO ($S = 39$) и в LiF ($S = 41$) [27].

5) Отметим, что в известных нам спектрах возбуждения люминесценции 3.0 eV всегда присутствует пик 6.1 eV, а не 6.22 , как в настоящей работе. Это может быть связано с ошибкой определения E_m для $G2$, поскольку спектр измерен только до 6.45 eV и более высокоэнергетические пики, которые присутствуют [8,11,25], могут влиять на окончательную оценку положения максимума.

Приведенные аргументы свидетельствуют, на наш взгляд, в пользу сделанного выше вывода по идентификации пиков.

Зная силы осцилляторов (табл. 3), мы можем по формуле Смакулы оценить концентрацию N соответствующих дефектов в исследуемом образце. Полученные значения N в сравнении с данными других работ приведены в табл. 3. Отметим, что в других работах N_{F^+} оценивалась по полосам 4.8 и 5.4 eV, а N_F — по всей полосе 6.05 eV, что могло приводить, согласно настоящей работе, к завышенным оценкам. Также нами были рассчитаны концентрации центров F -типа в образцах 2 и 3 (рис. 1). Для образца 2 получили $N_{F^+} = 4.89 \times 10^{16}$, $N_F = 7.37 \times 10^{16}$ cm^{-3} , для образца 3 — 2.61×10^{16} и 4.38×10^{16} cm^{-3} соответственно. Полученные значения N еще раз подтверждают, что F - и F^+ -центры неравномерно распределены по исходной заготовке и их концентрация варьирует от образца к образцу.

На основании наших результатов можно предположить, что при $N_{F^+} \gg N_F$ полоса 6.05 eV должна иметь два максимума. Действительно, в работе [28] для монокристалла корунда с $N_{F^+}/N_F = 2$ в спектре поглощения традиционная полоса 6.05 eV трансформировалась в полосу с максимумом при 6.33 eV и с плечом в области 5.95 – 6.10 eV. Как видим, это хорошо согласуется с данными настоящей работы. Интересно, что авторы [28] приписали пик 6.33 eV поглощению F^+ -центров, а наблюдаемое плечо — остаткам полосы уступающих по концентрации F -центров. Однако с учетом наших результатов ситуация представляется обратной.

Таким образом, в настоящей работе исследованы спектры поглощения кислород-дефицитного корунда в диапазоне 4 – 6.45 eV в интервале температур 80 – 515 К. На основе модели линейной электрон-фононной связи удалось показать, что полоса в области 6.05 eV может быть обусловлена поглощением на F - и F^+ -центрах с максимумами при 6.22 и 5.91 eV (комнатная температура) соответственно. Результирующая кривая указанных пиков с высокой степенью точности воспроизводит форму полосы 6.05 eV при различных температурах и в образцах с различным отношением концентрации анионных дефектов. На основании полученных результатов может быть интерпретирована трансформация спектров поглощения для образцов с сильным преобладанием F^+ -центров.

Рассчитаны эффективные энергии фононов, ответственных за процессы уширения и смещения максимумов пиков. Расчетные величины $\hbar\omega_b = 424$ и 328 cm^{-1} для F^+ - и F -центров соответственно лежат в области частот акустических колебаний корунда. Полученные значения факторов Хуанга–Рис для F - ($S = 35.8$) и F^+ -центров ($S = 8.26$) согласуются с независимыми оценками других работ.

Авторы благодарят А.А. Маслакова за помощь в проведении оптических измерений.

Список литературы

- [1] V.S. Kortov, I.I. Milman, V.I. Kirpa, Ja. Lesz. Rad. Protect. Dosimetry **65**, 1–4, 255 (1996).
- [2] M.S. Akselrod, V.S. Kortov, D.J. Kravetsky, V.I. Gotlib. Rad. Protect. Dosimetry **32**, 1, 15 (1990).
- [3] K.H. Lee, J.H. Crawford, jr. Phys. Rev. **B15**, 8, 4065 (1977).
- [4] B.D. Evans, M. Stapelbroek. Phys. Rev. **B18**, 12, 7089 (1978).
- [5] B.G. Draeger, G.P. Summers. Phys. Rev. **B19**, 2, 1172 (1979).
- [6] S.W.S. McKeever, M.S. Akselrod, L.E. Colyott, N. Agersnap Larsen, J.C. Polf, V. Whitley. Rad. Protect. Dosimetry **84**, 1–4, 163 (1999).
- [7] K.H. Lee, J.H. Crawford, jr. Appl. Phys. Lett. **33**, 4, 273 (1978).
- [8] E.W.J. Mitchell, J.D. Rigden, P.D. Townsend. Philos. Mag. **5**, 1013 (1960).
- [9] P.W. Levy. Phys. Rev. **B123**, 4, 1226 (1961).
- [10] K.H. Lee, J.H. Crawford, jr. Phys. Rev. **B19**, 6, 3217 (1979).

- [11] Я.А. Валбис, П.А. Кулис, М.Е. Спрингис. Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук **6**, 23 (1979).
- [12] М.С. Аксельрод, В.С. Кортов, И.И. Мильман. Укр. физ. журн. **28**, 1053 (1983).
- [13] Choi Sang-il, T. Takeuchi. Phys. Rev. Lett. **50**, 19, 1474 (1983).
- [14] М.С. Аксельрод, В.С. Кортов, И.И. Мильман, В.А. Горелова, А.А. Борисов, Л.М. Затуловский, Д.Я. Кравецкий, И.Е. Березина, Н.К. Лебедев. Изв. АН СССР. Сер. физ. **52**, 10, 1981 (1988).
- [15] M.S. Akselrod, V.S. Kortov, E.A. Gorelova. Rad. Protect. Dosimetry **47**, 1–4, 159 (1993).
- [16] И.И. Мильман, С.В. Никифоров, В.С. Кортов, А.К. Кильметов. Дефектоскопия **11**, 64 (1996).
- [17] А.М. Стоунхэм. Теория дефектов в твердых телах. Электронная структура дефектов в диэлектриках и полупроводниках. Наука, М. (1975). 625 с.
- [18] H.Y. Fan. Phys. Rev. **82**, 6, 900 (1951).
- [19] Г. Фэн. Фотон-электронное взаимодействие в кристаллах в отсутствие внешних полей. Мир, М. (1969). 127 с.
- [20] И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов. ФТТ **41**, 6, 994 (1999).
- [21] I.E. Weinstein, A.F. Zatsepin, Yu.V. Scharova. Physica **B263–264**, 1–4, 167 (1999).
- [22] И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов, Ю.В. Шапова. ФТТ **42**, 2, 224 (2000).
- [23] T. Skettrup. Phys. Rev. **B18**, 6, 2622 (1978).
- [24] W. Karpus. Phys. **B21**, 325 (1975).
- [25] А.И. Сюрдо, В.С. Кортов, В.А. Пустоваров, Ф.Ф. Шарфутдинов. Тез. докл. 10-й Междунар. конф. по радиационной физике и химии неорганических материалов. Томск (1999). С. 369.
- [26] S.Y. La, R.H. Bartram, R.T. Cox. J. Phys. Chem. Solids **34**, 1079 (1973).
- [27] B. Henderson, R.D. King, A.M. Stoneham. J. Phys. C, ser. 2, **1**, 586 (1968).
- [28] Т.С. Бессонова, Л.А. Аввакумова, Т.И. Гимадова, И.А. Тале. ЖПС **54**, 2, 258 (1991).