

Зародыши фазы полярных центров в монокристаллах CuO, облученных ионами He⁺

© Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Б.А. Гижевский, А.С. Москвин*, Т.А. Белых**, С.В. Наумов, А.А. Самохвалов

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620219 Екатеринбург, Россия

* Уральский государственный университет, 620083 Екатеринбург, Россия

** Уральский государственный технический университет, 620002 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 13 июня 1997 г.)

При облучении различных плоскостей монокристаллов CuO (*ac*, *bc* (110)) частицами He⁺ с энергией 4.6 MeV обнаружены восстановление CuO до Cu₂O и Cu на облученной и необлученной сторонах, разрешение оптических запрещенных переходов в электронном центре [CuO₄]⁷⁻ в области энергий 0.7–0.95 eV, изменение дихроизма вблизи полос, соответствующих переходам в дырочном [CuO₄]⁵⁻ и электронном [CuO₄]⁷⁻-центрах, а также резонансное возрастание поглощения при энергии 0.95–1.30 eV с необычной поляризационной зависимостью. Результаты воздействия облучения монокристаллов CuO частицами He⁺ обсуждаются на основе модели зародышей фазы полярных (электронных и дырочных) центров в медь-кислородных системах.

Антиферромагнитный полупроводник CuO является модельным объектом для полупроводниковых фаз ВТСП на основе оксида меди. Свойства CuO во многом аналогичны свойствам "слабодопированных" медь-кислородных ВТСП-систем с зарядовой неоднородностью и объясняются в рамках модели зародышей фазы полярных (дырочных [CuO₄]⁵⁻ и электронных [CuO₄]⁷⁻) ян-теллеровских центров в основной матрице [CuO₄]⁶⁻ [1]. Узкая область гомогенности кристаллов CuO не позволяет путем легирования и отжига создать в них значительную концентрацию дефектов — центров зародышеобразования. Высокую концентрацию дефектов можно создать путем радиационного воздействия. Данная работа продолжает цикл работ, в которых исследуется влияние радиационных дефектов как центров зародышеобразования на оптические и электрические свойства монокристаллов CuO. При облучении монокристаллов CuO электронами с энергией 5 MeV нами было обнаружено [2] увеличение удельного сопротивления на два порядка и изменение концентрации дырочных ян-теллеровских центров, оптическим "портретом" которых являются полосы поглощения в среднем ИК-диапазоне при 0.2 и 0.1 eV (MIR-полосы). Как было показано в [3], имплантация ионов кислорода с энергией 6.65 MeV вплоть до флюенса $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ не оказала существенного влияния на электрические и оптические свойства монокристаллов CuO. Окись меди относится к окислам, которые легко теряют кислород при ионной бомбардировке [4]. Известно [4], что при облучении поликристаллов CuO ионами Ag⁺ с энергией 1.5 keV происходит восстановление облученной поверхности до металлической меди. Восстановление CuO до Cu₂O обнаружено также на поликристаллах CuO при облучении частицами He²⁺ с энергией 5–32 MeV [5]. Естественно ожидать, что реакция восстановления приведет к увеличению числа электронных центров [CuO₄]⁷⁻ в матрице [CuO₄]⁶⁻. На-

стоящая работа посвящена изучению влияния облучения частицами He⁺ на спектры оптического поглощения монокристаллов CuO в инфракрасном диапазоне, где проявляются переходы, связанные с дырочными и электронными ян-теллеровскими центрами.

1. Образцы и экспериментальные результаты

Облучение монокристаллов CuO частицами He⁺ с энергией 4.6 MeV проводилось на циклотроне У-120 в УГТУ–УПИ. Температура образцов при облучении не превышала 100°C, вакуум — 10^{-6} Торр.

Спектры поглощения измерялись на модернизированном и автоматизированном спектрометре ИКС-21 в диапазоне энергий фотонов 0.12–1.5 eV и на спектральном комплексе КСВУ-12 в диапазоне энергий 1.0–1.7 eV при комнатной температуре и при 80 K в неполяризованном и линейно поляризованном свете. В качестве поляризаторов использовались решеточные поляризаторы на фторопластовой и полиэтиленовой основах, а также призма Глана. При расчете коэффициента поглощения учитывался коэффициент отражения кристалла из [6].

Для оптических исследований были выбраны три кристалла: образец № 1, вырезанный в плоскости *ac*, образец № 2 — в плоскости *bc*, № 3 — в плоскости (110), которая является естественной гранью при росте монокристалла CuO с моноклинной структурой. Типичный размер образцов $2 \times 3 \times 0.3 \text{ mm}$.

Более подробно был изучен образец № 1, поскольку ранее при облучении CuO электронами наибольшие изменения наблюдались именно в плоскости *ac* [2]. В данной работе образец подвергался пяти последовательным облучениям ионами He⁺ с флюенсами по 10^{17} cm^{-2} .

Облучение образцов № 2 и 3 проводилось при двух флюенсах по 10^{17} см^{-2} .

После каждого флюенса проводились рентгеноструктурные измерения, измерялось электросопротивление образцов. Структурные изменения в образцах начинаются с флюенса $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Интегральная интенсивность рентгеновских линий (110), (020) возрастает, и на облучаемой и (в большей степени) на противоположной облучаемой гранях кристалла появляются фазы Cu_2O и Cu . Проективная глубина проникновения ионов He^+ в нашем случае составляет $10.4 \mu\text{m}$. Выделение меди на облученной поверхности CuO наблюдалось рядом авторов [4,5]. Появление Cu_2O и меди на гранях кристалла, не подвергнутых облучению, является неожиданным фактом [7]. Пленка меди наблюдалась визуально после второго флюенса на образце № 1, причем на противоположной облученной грани медь выделилась в большем количестве.

В отличие от случая электронного облучения, при котором наблюдалось увеличение электросопротивления монокристаллов CuO [2], при облучении ионами He^+ электросопротивление слабо уменьшалось (на 15–20%) до появления вторых фаз. При выделении меди происходило более резкое уменьшение сопротивления.

Спектры поглощения монокристалла № 1 исследовались при двух поляризациях света, когда электрический вектор световой волны параллелен направлению $[\bar{1}01]$ и перпендикулярен этому направлению. Относительно оси $[\bar{1}01]$ в плоскости ac кристалла CuO наблюдается наибольшая анизотропия оптических и электрических свойств [1], именно в этом направлении лежат Cu-O-Cu -цепочки с антиферромагнитной связью. Далее показано последовательное влияние флюенсов на оптические спектры.

1) Флюенс 10^{17} см^{-2} незначительно изменяет спектры образца № 1 в области поглощения, связанной с дырочными центрами $[\text{CuO}_4]^{5-}$. Как видно из рис. 1, после облучения ионами He^+ наблюдается небольшой сдвиг полосы поглощения при 0.2 eV в высокоэнергетическую сторону, противоположно случаю облучения электронами [2]. После облучения сглаживается небольшая

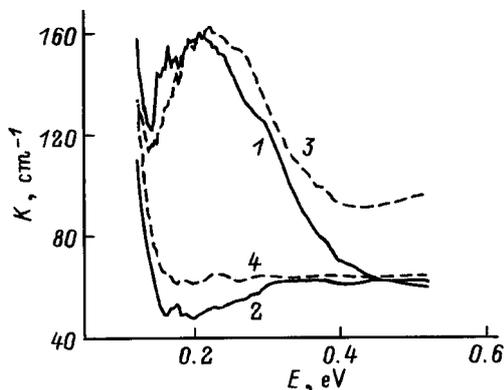


Рис. 1. Спектры поглощения CuO (ac) до облучения (1, 2) и после первого флюенса (3, 4) при двух поляризациях. 1, 3 — $E \parallel [\bar{1}01]$, 2, 4 — $E \perp [\bar{1}01]$.

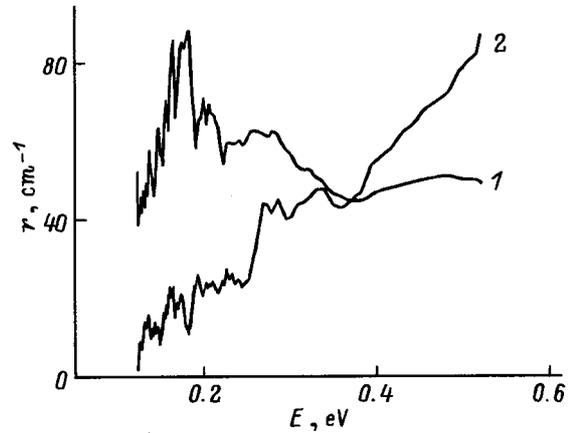


Рис. 2. Разность спектров поглощения CuO (ac) после второго и первого флюенсов (1) и после третьего и второго флюенсов (2) при $E \parallel [\bar{1}01]$.

полоса поглощения при $0.16 \pm 0.01 \text{ eV}$ и увеличивается поглощение при больших энергиях. Полоса при 0.16 eV при дальнейшем облучении ведет себя нестабильно: то возникает, то исчезает. При облучении электронами [2] она хорошо разрешалась в спектрах CuO .

2) После второго облучения на противоположной облученной грани визуально наблюдалось выделение меди. Спектры поглощения испытывают общий подъем для обеих поляризаций. Разность спектров после второго и первого флюенсов для поляризации $E \parallel [\bar{1}01]$ (рис. 2) демонстрирует слабо меняющееся от длины волны поглощение (кроме некоторого подъема вблизи полосы при 0.16 eV), связанное с вкладом в поглощение пленки меди. Пленка меди была сошлифована алмазной пастой с зернистостью $0-1 \mu\text{m}$, и спектр образца после шлифовки стал близок к спектру образца после первого облучения.

3) Третье облучение привело к сильному росту поглощения в высокоэнергетической области. В результате разность спектров после третьего и второго флюенсов (после шлифовки образца), показанная на рис. 2, монотонно возрастает при увеличении энергии. Такой рост поглощения обусловлен появлением в ближнем ИК-диапазоне полос поглощения, которые отсутствовали в необлученном кристалле. Рис. 3 демонстрирует новые широкие полосы поглощения сложного характера для двух поляризаций. Полоса поглощения при $E \parallel [\bar{1}01]$ имеет максимум при $0.72 \pm 0.03 \text{ eV}$. Полоса при $E \perp [\bar{1}01]$ при комнатной температуре имеет максимум при $0.92 \pm 0.03 \text{ eV}$ и плечо при $1.10 \pm 0.03 \text{ eV}$. При первых трех флюенсах облучалась одна поверхность кристалла.

4) При четвертом флюенсе облучалась поверхность, противоположная ранее облученной. В спектрах произошли следующие изменения: в среднем ИК-диапазоне в области полосы при 0.2 eV для поляризации $E \parallel [\bar{1}01]$ спектр не изменился, а для поляризации $E \perp [\bar{1}01]$ весь спектр поднялся приблизительно на $30-40 \text{ см}^{-1}$, что свидетельствует об изменении анизотропии поглощения. В ближнем ИК-диапазоне (рис. 3) широкие полосы при

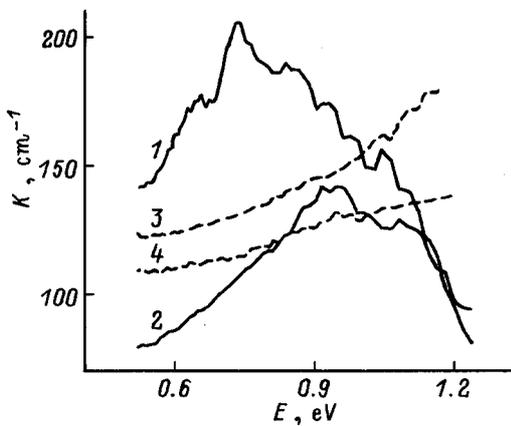


Рис. 3. Спектры поглощения CuO (*ac*) в ближнем ИК-диапазоне после третьего флюенса (1, 2) и после четвертого флюенса (3, 4) для двух поляризацій. 1, 3 — $E \parallel [\bar{1}01]$, 2, 4 — $E \perp [\bar{1}01]$.

энергии 0.7–1.1 eV, обнаруженные после третьего флюенса, исчезли, остался монотонный для обеих поляризацій рост поглощения к области края фундаментального поглощения с незначительной разницей в значениях для $E \parallel [\bar{1}01]$ и $E \perp [\bar{1}01]$ (малым дихроизмом).

5) При пятом облучении воздействию подвергалась та же поверхность, что и при четвертом флюенсе. Согласно рентгеновским данным, существенного изменения количества Cu и Cu_2O на поверхностях не произошло. В области полосы при 0.2 eV изменения в спектрах противоположны тем, что были после четвертого флюенса: для поляризацій $E \parallel [\bar{1}01]$ коэффициент поглощения возрос, а для $E \perp [\bar{1}01]$ изменился незначительно. Вблизи края фундаментального поглощения наблюдается узкая резонансная особенность поглощения (рис. 4, *a*). Поляризаційные характеристики этой "полосы" необычны для полос, связанных с оптическим переходом между двумя уровнями: наибольшая энергия "полосы" наблюдается для неполяризованного света (1.28 ± 0.12 eV), при изменении поляризацій от направления $E \parallel [\bar{1}01]$ к направлению $E \perp [\bar{1}01]$ энергетическое положение "полосы" изменяется от 0.97 ± 0.12 до 1.13 ± 0.12 eV. Подобная "полоса поглощения" при 1.34 ± 0.12 eV наблюдалась нами в спектрах CuO , облученных электронами, коэффициент поглощения в ее максимуме достигал 1000 cm^{-1} . Результаты, представленные на рис. 4, *a*, получены на призмном спектрометре ИКС-21 путем большого количества измерений в режиме одноканального накопления точек. Поэтому при большой погрешности в определении энергетического положения полос (большой спектральной ширине) относительное положение полос в зависимости от поляризацій можно считать правильным. Это подтверждается измерениями поглощения в области указанной полосы с использованием решетчатого монохроматора МДР-12 со спектральной шириной щели не более 0.01 eV, показанными на рис. 4, *b*. Низкоэнергетическая "полоса" при энергии 1.458 ± 0.005 eV в неполяризованном свете и при

1.441 ± 0.005 и 1.450 ± 0.005 eV при поляризацій соответственно $E \parallel [\bar{1}01]$ и $E \perp [\bar{1}01]$ имеет ту же природу, что и "полоса", приведенная на рис. 4, *a*. Высокоэнергетическая не зависящая от поляризацій полоса при 1.522 ± 0.005 eV является экситоноподобной полосой, соответствующей переходу из основного b_{1g} -состояния в сильно коррелированное e'_g -состояние ян-теллеровского дублета в кластере $[\text{CuO}_4]^{6-}$ [8]. "Полоса" наблюдалась после последовательной сошлифовки образца с двух сторон и исчезла при толщине слоя по $\sim 80 \mu\text{m}$ с каждой стороны. Спектры поглощения как в области фундаментального поглощения кристалла, так и в среднем ИК-диапазоне после последней сошлифовки были близки к спектрам необлученного образца [8]. Следует отметить, что в отличие от измерений с монохроматором МДР-12 при нормальном падении монохроматического излучения на образец при измерениях на спектрометре ИКС-21 угол падения некогерентного света отличался от нормального на 6° .

На рис. 5 представлена зависимость от флюенса дихроизма — отношения разности коэффициента поглощения при поляризацій $E \parallel [\bar{1}01]$ и $E \perp [\bar{1}01]$ к их сумме — в области полосы, связанной с переходом ${}^1A_{1g} \rightarrow {}^1E_u$ в дырочном кластере $[\text{CuO}_4]^{5-}$. Видно уменьшение дихроизма, особенно существенное при смене облучаемой поверхности (четвертый флюенс). Дихроизм после пятого флюенса близок к дихроизму после четвертого флюенса. В высокоэнергетической области при энергиях больше 0.4 eV дихроизм сравнительно мал как до облучения, так и при флюенсах, не вызывающих появления полос в интервале энергий 0.7–0.95 eV (например, четвертый флюенс) (вставка к рис. 5). При появлении этих полос третьего флюенса дихроизм остается значительным (до 30%) вплоть до края поглощения. Такой же большой

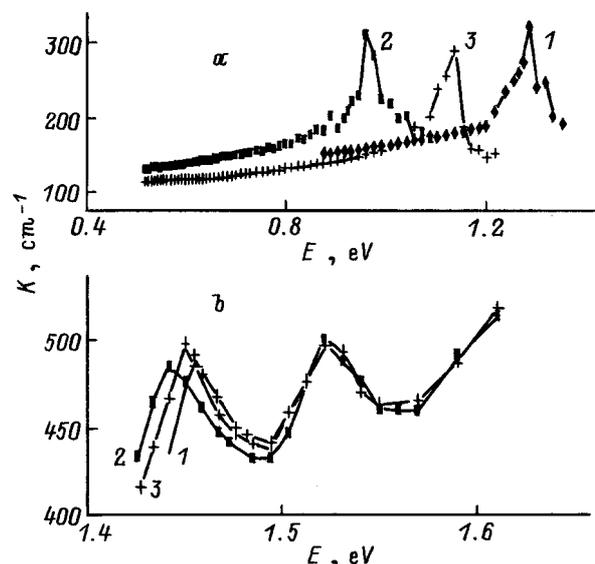


Рис. 4. Спектры поглощения CuO (*ac*), полученные с использованием монохроматоров ИКС-21 (*a*) и МДР-12 (*b*), при различной поляризацій света. 1 — естественный свет, 2 — $E \parallel [\bar{1}01]$, 3 — $E \perp [\bar{1}01]$.

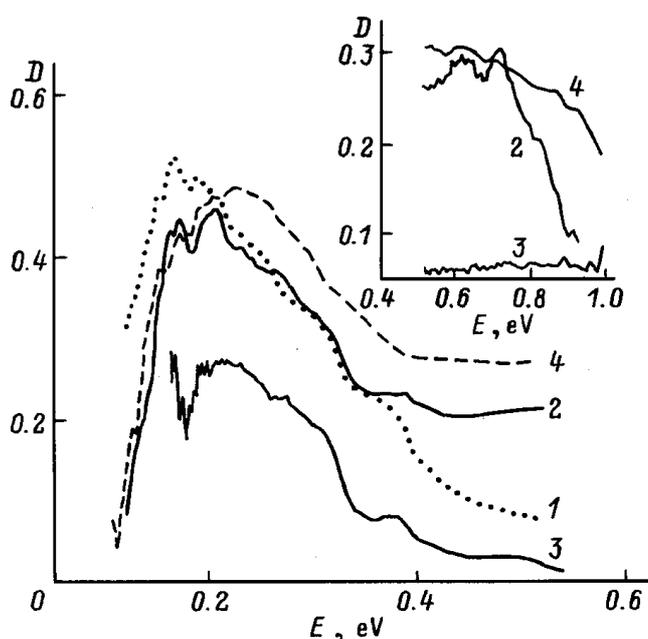


Рис. 5. Дихроизм CuO (*ac*) относительно оси $[101]$ до облучения (1), после третьего флюенса (2), после четвертого флюенса (3), после пятого флюенса и шлифовки с двух сторон по $80 \mu\text{m}$ (4). На вставке — дихроизм в ближнем ИК-диапазоне.

дихроизм наблюдался и после последнего, пятого, флюенса, но только для средней части образца, полученной шлифовкой по $\sim 80 \mu\text{m}$ с обеих сторон кристалла, хотя непосредственно в спектре поглощения этой части образца полосы при $0.7\text{--}0.95 \text{ eV}$ не наблюдались.

Облучение плоскости *bc* монокристалла № 2 также приводит к восстановлению CuO до Cu_2O и Cu (по рентгену), но пленка меди визуально не наблюдалась. Основное изменение в спектрах поглощения в области переходов в дырочном кластере $[\text{CuO}_4]^{5-}$ состоит в уменьшении после облучения поглощения вблизи полосы 0.1 eV [1], также относящейся к дырочному центру (рис. 5). Как и в случае плоскости *ac*, в ближнем ИК-диапазоне появляются широкие полосы при энергиях 0.89 ± 0.03 и $1.02 \pm 0.03 \text{ eV}$ (вставка к рис. 5). Вследствие малости образца диапазон измерений со стороны больших длин волн был ограничен 1.1 eV . После второго флюенса коэффициент поглощения увеличился во всем исследованном диапазоне более чем в 60 cm^{-1} и скрыл детали спектра. Дихроизм относительно оси *b* в области полосы при 0.2 eV практически не изменился при облучении, однако в ближнем ИК-диапазоне (при энергиях больше 0.4 eV) возрос до 20%.

Облучение плоскости (110) образца № 3 также привело к подъему спектра поглощения, особенно существенному в ближнем ИК-диапазоне. Широких полос в этой области не наблюдалось. Узкая полоса, аналогичная наблюдаемой для плоскости *ac*, имеет энергию $1.28 \pm 0.12 \text{ eV}$.

2. Обсуждение результатов

Основные результаты облучения монокристаллов CuO ионами He^+ с энергией 4.6 MeV сводятся к следующим: 1) восстановление CuO до Cu_2O и Cu, особенно сильное на стороне, противоположной облучаемой; 2) появление в ближнем ИК-диапазоне широких полос сложной структуры при энергиях $0.7\text{--}0.95 \text{ eV}$; 3) появление в области энергий $0.95\text{--}1.30 \text{ eV}$ "полосы" поглощения с необычной поляризационной зависимостью; 4) уменьшение дихроизма в области полосы поглощения, связанной с дырочным центром (при 0.2 eV), при увеличении флюенса для кристалла CuO, вырезанного в плоскости *ac*, и увеличение дихроизма в области полос при $0.7\text{--}0.95 \text{ eV}$.

Особенности физических свойств магнитного полупроводника CuO, так же как и медь-кислородных ВТСП, описываются на основе модели зародышей фазы полярных ян-теллеровских центров [1,9]. Существование зародышей фазы переменной валентности, форма и размер которых зависят от концентрации дырочных и электронных полярных ян-теллеровских центров, характеризует эти соединения как материалы с зарядовой неоднородностью. Оптические спектры CuO и слабодопированных медь-кислородных ВТСП подобны как в области фундаментального поглощения, где они связаны с переходами с переносом заряда в основном кластере $[\text{CuO}_4]^{6-}$, так и в среднем ИК-диапазоне, где проявляются переходы в дырочном кластере $[\text{CuO}_4]^{5-}$. В отличие от ВТСП в CuO оптические переходы в электронном центре $[\text{CuO}_4]^{7-}$ запрещены, что связано с триплетным основным состоянием электронного центра в CuO. Однако эти переходы наблюдаются в микроконтактных спектрах CuO в области энергий больше 0.7 eV [10]. Радиационные дефекты, создаваемые при облучении монокристалла CuO ионами He^+ , становятся центрами зародышеобразования и изменяют концентрации дырочных и электронных центров.

Восстановление CuO до Cu_2O и Cu на стороне, противоположной облучаемой, при толщине образца $280 \mu\text{m}$ и проективной глубине проникновения частиц He^+ всего $10.4 \mu\text{m}$ означает, что бомбардировка ионами He^+ влияет на свойства CuO на расстояниях, значительно превышающих величину среднего пробега ионов (так называемый эффект дальнего действия). Для объяснения эффектов дальнего действия при облучении полупроводников предлагаются различные механизмы. Например, аномальная диффузия, ускорение которой может происходить за счет эффекта Яна-Теллера [11], или аномальная радиационно-стимулированная диффузия, обусловленная проявлением квантового механизма диффузии при периодической инверсии потенциального барьера в ходе перезарядки диффундирующих атомов [12]. Действию последнего механизма в CuO могут способствовать низкий порог реакции диспропорционирования [1] с образованием полярных ян-теллеровских центров и существование волн зарядовой плоскости, экспериментально обнаруженных в медных оксидах [13]. В последнее время широко обсуждается механизм, связанный с влиянием упругих

волн, возбуждаемых ионным пучком, на систему исходных дефектов [14,15]. Недавно было показано [16], что при сдвиговых деформациях CuO наблюдается картина, подобная случаю облучения CuO ионами He⁺: восстановление до Cu₂O и Cu, изменение рентгеновской линии (020), отвечающей параметру *b*. Это обстоятельство делает весьма вероятным упруговолновой механизм фазовых превращений и эффекта дальнего действия при облучении CuO ионами He⁺ [7,16]. Упругие волны, возникающие в результате атомных столкновений при бомбардировке образца высокоэнергетическими частицами или при сильных сдвиговых деформациях образца под давлением, вызывают последующее возбуждение атомов, что приводит к разрыву химических связей, образованию дополнительных полярных центров. Выделение меди на плоскости *ac* указывает на анизотропный характер дальнего действия с преимущественным направлением вдоль оси второго порядка *b* в моноклинном кристалле CuO.

Влияние облучения ионами He⁺ на MIR-полосы поглощения при 0.2 и 0.1 eV, связанные соответственно с переходами $^1A_{1g}-^1E_{u'}$ и $^1A_{1g}-^1E_{u''}$ в дырочном кластере [CuO₄]⁵⁻ (средний ИК-диапазон), существенно отличается от действия электронного облучения. При облучении электронами полоса при 0.2 eV испытывала "красный" сдвиг, интенсивность ее возрастала и на ее фоне появлялась дополнительная полоса при 0.165 eV [2]. Это связывалось с увеличением концентрации дырочных центров и уменьшением энергии активации и энергии связи поляронов. Однако значительное, на два порядка, увеличение электросопротивления в *p*-CuO при облучении электронами, по-видимому, связано с более существенным увеличением концентрации электронных центров. В спектрах поглощения электронные центры не проявляются вследствие того, что оптические переходы в них запрещены. При облучении частицами He⁺ образование слоя меди на оптических поверхностях *ac*, дающее дополнительное постоянное поглощение, не позволяет сделать однозначный вывод о характере изменения интенсивности полосы при 0.2 eV, а следовательно, и об изменении концентрации дырочных центров. Сильное изменение дихроизма (в 2 раза) в области этой полосы (рис. 6) свидетельствует о значительном смещении атомов в результате радиационного воздействия и изменении анизотропии, особенно существенном при смене облучаемой поверхности (четвертый и пятый флюенсы). При облучении частицами He⁺ плоскости *bc* изменения дихроизма в области полос 0.1–0.2 eV не происходит, хотя интенсивность полосы при 0.1 eV (переход $^1A_{1g}-^1E_{u''}$) уменьшается существенно (рис. 6).

В ближнем ИК-диапазоне появление полос поглощения в области 0.7–0.9 eV, по нашему мнению, связано с разрешением переходов в электронных ян-теллеровских центрах, входящих в состав зародыша неоднородной фазы, образованного около радиационного дефекта. Характер анизотропии вблизи этих полос с преимущественным поглощением вдоль оси $[\bar{1}01]$ кристалла сохраняется таким же, как и для дырочного центра. Дихроизм

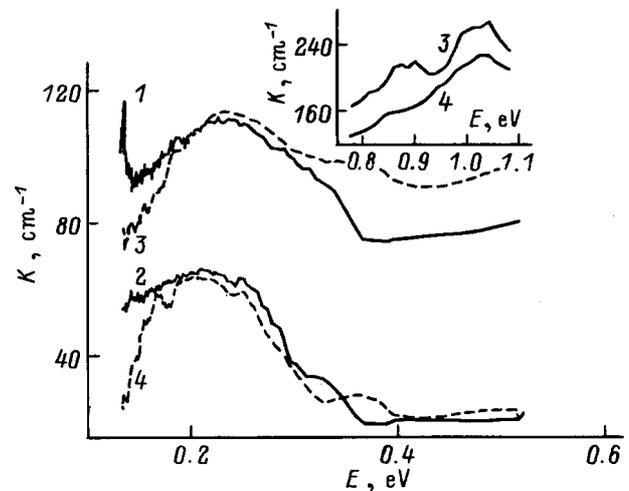


Рис. 6. Спектры поглощения CuO (*bc*) до облучения (1,2) и после (3,4) для двух поляризаций. 1,3 — $\mathbf{E} \parallel b$, 2,4 — $\mathbf{E} \perp b \parallel c$. Спектры 2,4 смещены на -40 cm^{-1} . На вставке — спектры облученного образца в ближнем ИК-диапазоне.

относительно оси $[\bar{1}01]$ достигает 30%. При смене градиента распределения радиационных дефектов полосы исчезают, уменьшается и дихроизм. Таким образом, условием появления оптических переходов в триплетном электронном ян-теллеровском центре являются сильные локальные искажения вблизи радиационных дефектов в кристалле CuO, возникающие при ионной бомбардировке. В случае электронного облучения, по-видимому, характер локальных искажений не столь существен и разрешения запрещенных переходов не происходит.

Узкую "полосу поглощения", появляющуюся вблизи края фундаментального поглощения при энергиях больше 0.97 eV (рис. 4), естественно было бы связать с точечными дефектами типа дефектов Френкеля: эта "полоса" отсутствует до облучения и имеет место в образцах, облученных как электронами, так и ионами He⁺. Однако необычный характер поляризационной зависимости "полосы" — монотонное смещение энергии максимума от поляризации между значениями для $\mathbf{E} \parallel [\bar{1}01]$ и $\mathbf{E} \perp [\bar{1}01]$ и нарушенный порядок расположения "полосы" в естественном и поляризованном свете — свидетельствует о том, что эта "полоса" в спектре не соответствует оптическому переходу между двумя уровнями. Следует отметить более высокую интенсивность пика поглощения облученного электронами образца (1000 cm^{-1}) по сравнению с 300 cm^{-1} для кристалла, облученного ионами He⁺. Эта "полоса" не связана с интерференционными эффектами и в тонком поверхностном слое. Она существует на глубине до $80 \mu\text{m}$ от поверхности. Возможно, аномальная "полоса" связана с рассеянием света на текстурированной облучением системе зародышей фазы полярных центров, имеющих отличный от матрицы показатель преломления. Рассеяние имеет место в условиях сильной дисперсии коэффициента преломления матрицы вблизи края поглощения. Различия в

энергетическом положении и полуширине полос, полученные на двух приборах, связаны с различным наклоном дисперсии коэффициента преломления при различной спектральной ширине приборов. Возможно, что отклонение от нормального падения и немонохроматическое излучение также играют роль в особенностях процесса рассеяния. Кстати, на сильное увеличение показателя преломления матрицы при ионном облучении, связанное с радиационно-стимулированным уходом кислорода и образованием коллоидных частиц с металлической проводимостью, указано, например, в [17] для диоксида циркония.

Эффект дальнего действия свидетельствует об объемном характере изменений, возникающих при облучении CuO ионами He^+ . Исчезновение полосы рассеяния после двусторонней сошлифовки образца и восстановление при этом спектра поглощения неполяризованного света до спектра перед облучением указывают на то, что наиболее существенные изменения происходят вблизи поверхностей на глубине до $80 \mu\text{m}$. Однако высокий (до 30%) дихроизм вблизи переходов в электронном центре для центральной части образца свидетельствует о том, что и в этой части образца имеет место восстановление (образование электронных центров).

Спектры поглощения в области антиферромагнитного упорядочения CuO при 80 К не выявили новых особенностей по сравнению с необлученными и облученными электронами образцами [1,2].

Таким образом, при облучении частицами He^+ получено оптическое подтверждение рассеяния света на зародышах фазы полярных центров, образованных около радиационных дефектов, обнаружены оптические переходы в электронных ян-теллеровских центрах, обнаружен эффект дальнего действия — восстановление CuO до Cu_2O и меди на стороне, противоположной облучаемой.

Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 96-02-16063-а.

Список литературы

- [1] А.С. Москвин, Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, М.А. Сидоров, А.А. Самохвалов. *ЖЭТФ* **105**, 4, 967 (1994).
- [2] Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Б.А. Гижевский, В.Л. Арбузов, С.В. Наумов, А.А. Самохвалов. *ФТТ* **37**, 2, 376 (1995).
- [3] Б.А. Гижевский, Т.А. Белых, Т.М. Пяткова, С.В. Наумов, Н.А. Виглин, Н.Н. Лошкарева, А.А. Пузанов, А.А. Самохвалов. *Письма в ЖТФ* **22**, 21, 30 (1996).
- [4] Г. Бетц, Г. Венер. В кн.: *Распыление твердых тел ионной бомбардировкой* / Под ред. Р. Берриш. Мир, М. (1986). С. 24.
- [5] K. Sekar, P.V. Satyam, D.P. Mahapatra, B.N. Dev, N.C. Mishra, B.S. Acharya, P. Sen. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **B83**, 5, 140 (1993).
- [6] А.А. Самохвалов, Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, В.А. Груверман, Б.А. Гижевский, Н.М. Чеботаев. *Письма в ЖЭТФ* **49**, 8, 456 (1989).
- [7] Б.А. Гижевский, Т.А. Белых, С.В. Наумов, Н.Н. Лошкарева, Н.А. Виглин, А.А. Самохвалов, А.А. Пузанов, Г.Н. Татарина. *Взаимодействие быстрых частиц с твердыми телами. Тез. докл. Рос.-яп. симпозиум. Белгород, Россия (1996)*. С. 26.
- [8] Ю.П. Сухоруков, Н.Н. Лошкарева, А.С. Москвин, А.А. Самохвалов. *ЖЭТФ* **108**, 5, 1821 (1995).
- [9] А.С. Москвин. *Природа необычного физического поведения медных оксидов. Екатеринбург (1995)*. 180 с.
- [10] А.А. Самохвалов, Н.А. Виглин, Б.А. Гижевский, Н.Н. Лошкарева, В.В. Осипов, Н.И. Солин, Ю.П. Сухоруков. *ЖЭТФ* **103**, 3, 951 (1993).
- [11] В.С. Вавилов, А.Е. Кив, О.Р. Ниязова. *Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. Наука, М. (1981)*. 368 с.
- [12] Б.Л. Оксенгендлер. *Письма в ЖЭТФ* **24**, 1, 12 (1976).
- [13] H.L. Edwards, D.J. Derro, A.L. Bar, J.T. Market, A.L. de Lozanne. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 7, 1387 (1995).
- [14] Д.И. Тетельбаум, В.П. Сорвина, М.Г. Белянина. *Высокочистые вещества* **2**, 47 (1995).
- [15] В.В. Овчинников. *Модификация свойств конструкционных материалов пучком заряженных частиц. Тез. IV Всерос. конф. Томск (1996)*. С. 133.
- [16] Б.А. Гижевский, Т.А. Белых, В.А. Теплов, С.В. Наумов, Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Н.М. Чеботаев. В сб.: *Детектирование ионизирующих излучений. Межвузовский сборник. Екатеринбург (1996)*. С. 3.
- [17] О.Н. Горшков, Т.А. Грачева, А.П. Касаткин, Н.Д. Малыгин, В.А. Новиков, А.Ф. Щуров. *Высокочистые вещества* **2**, 85 (1995).