

- [1] D. Fromm, A. Schmidt. Z. Naturforsch., 30a, 372, 1975.
- [2] T. E. Johnston, W. P. Kolb. IEEE J. QE-12, 482, 1976.
- [3] М. К. Дятлов, В. Г. Касьян, В. Г. Левин. Ж. прикл. спектр., 30, 1001, 1974.
- [4] R. A. Willgos, G. C. Thomas. J. Phys. D. Appl. Phys., 7, 2269, 1974.
- [5] T. Hsieh, W. Knauer, U. Penning. Z. Naturforsch., 32a, 1503, 1978.
- [6] T. Suzuki, S. Teiri. Appl. Phys. Lett., 31, 328, 1977.
- [7] T. Suzuki, O. Obuturi. Jap. J. Appl. Phys., 47, 1040, 1978.
- [8] В. Е. Привалов, Е. А. Смирнов. Опт. и спектр., 48, 949, 1980.

Поступило в Редакцию 20 марта 1981 г.

УДК 535.41 : 537.88

РОЛЬ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ПРОСЛОЕК В РЕНТГЕНОВСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ОТ ТОНКИХ СЛОЕВ

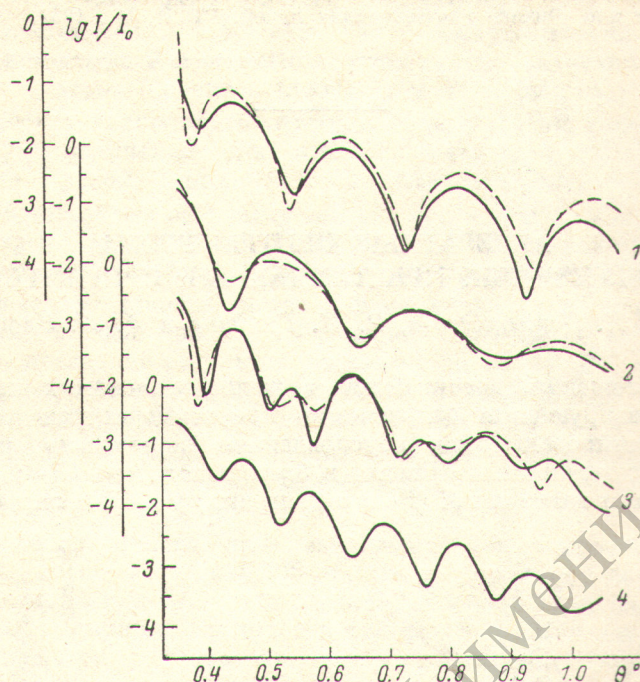
В. А. Начинов, Л. Г. Елисеенко и В. Н. Достовалов

Рентгеновская интерференция в тонких пленках является эффективным методом исследования поверхностных слоев [1], многослойных структур [2], а также диффузии в бинарных двуслойных структурах [3]. Интерпретация интерференционных кривых $\lg(I(\theta)/I_0)$ (I/I_0 — относительная интенсивность зеркально отраженного от поверхности пучка, I_0 — интенсивность падающего пучка, θ — угол скольжения) обычно производится в рамках теории Паррата [4]. Однако при расчете $\lg(I(\theta)/I_0)$ для объектов, состоящих из тонкого слоя на подложке [5] или бинарных слоев на подложке [2], не принимается во внимание возможное появление границы раздела — прослойки между слоями, состоящими из одного и того же материала. Появление такой прослойки, образованной, по-видимому, остаточными газами вакуумной камеры или окислами, вполне возможно в процессе приготовления, например, бинарных слоев методом молекулярно-лучевой эпитаксии или термического распыления [6, 3], так как последовательное нанесение таких слоев обычно разделено некоторым промежуточным временем.

Наличие границы раздела внутри слоя должно влиять на вид зависимости $\lg(I(\theta)/I_0)$ от θ . С целью выяснения степени этого влияния нами исследовано зеркальное отражение FeK_{α} ($\lambda=1.93597 \text{ \AA}$) излучения от тонких пленок алюминия, нанесенных термическим испарением в вакууме $\sim 10^{-6}$ мм. рт. ст. на оптически полированные поверхности плавленого кварца. На подложки № 1 и № 2 наносились слои Al толщиной $d_1=220 \text{ \AA}$, в то время как подложка № 3 была закрыта шторкой. Затем без нарушения вакуума образец № 1 был закрыт, а подложка № 3 открыта и на нее, а также образец № 2, нанесен слой Al толщиной $d_2=250 \text{ \AA}$. Таким образом, на подложку № 2 без нарушения вакуума последовательно в два этапа с промежуточным временем между ними в несколько минут был нанесен от одного и того же источника слой Al с суммарной толщиной $d_3=470 \text{ \AA}$. Был приготовлен образец № 4, представлявший собой слой Al толщиной $d_4=410 \text{ \AA}$, напыленный на кварцевую подложку в один этап. Толщины пленок определялись из наклона зависимости порядкового номера N интерференционного максимума от $(\theta_0^2 - 2\delta)^{1/2}$ [8], где δ — декремент показателя преломления, рассчитанный по формулам работы [9]; значения таким образом определенных толщин в области $\theta^2 > 2\delta$ оказались весьма слабо зависящими от δ . Измерения зависимости $\lg(I/I_0)$ от θ производились на дифрактометре ДРОН-2 с дополнительным щелевым устройством [7]; угловое разрешение, измеренное по полуширине отраженного от кристалла пучка, составляло $2.5'$.

Экспериментальные кривые $\lg(I(\theta)/I_0)$ представлены на рисунке сплошными линиями для слоя толщиной $d=250 \text{ \AA}$ (1), $d=220 \text{ \AA}$ (2), $d=470 \text{ \AA}$ (3) и

$d=410 \text{ \AA}$ (4). Как видно из сравнения экспериментальных кривых 3 и 4, слой № 3 содержит внутри себя границу раздела. Эта граница расположена на расстоянии $250 \text{ \AA}$ от поверхности, что подтверждается сравнением экспериментальных кривых с рассчитанными (штриховые линии на рисунке для каждого



Зависимость $\lg(I/I_0)$ от угла скольжения θ для образцов алюминия толщиной $250 \text{ \AA}$ (1), $220 \text{ \AA}$ (2), $470 \text{ \AA}$ (3), $410 \text{ \AA}$ (4).

Сплошные кривые — экспериментальные, штриховые — расчетные.

образца, соответственно). Кривые $\lg(I(\theta)/I_0)$ рассчитаны по рекуррентной формуле Паррата [4]

$$\frac{I(\theta)}{I_0} = R_{12}R_{12}^*, \quad R_{n-1,n} = a_{n-1}^* \left(\frac{R_{n,n+1} + F_{n-1,n}}{R_{n,n+1}F_{n-1,n} + 1} \right), \quad F_{n-1,n} = \frac{f_{n-1} - f_n}{f_{n-1} + f_n},$$

$$f_n = \sqrt{\theta^2 - 2\delta_n - i2\beta_n}, \quad a_n = e^{-\frac{i\pi d_n f_n}{\lambda}}, \quad \beta_n = \frac{\lambda \mu_n}{4\pi},$$

где n , d_n , μ_n — номер, толщина и коэффициент поглощения соответственно слоя в многослойной структуре. Расчеты производились на ЭВМ ЕС-1022; учет шероховатости и окисления поверхности образцов не производился. Для образца № 3 наилучшее согласие между расчетной и экспериментальной кривой $\lg(I(\theta)/I_0)$ получено в предположении, что на расстоянии $250 \text{ \AA}$ от поверхности внутри материала находится прослойка толщиной $5-15 \text{ \AA}$, оптические постоянные которой δ и β близки к соответствующим значениям для графита. Следует отметить, что точность определения толщины этой прослойки таким способом невысока.

Таким образом, эти данные свидетельствуют об определяющей роли в рентгеновской интерференции от многослойных структур границ раздела — тонких прослоек между слоями из однородного материала.

Литература

- [1] I. Dinklage, A. Frerichs. J. Appl. Phys., 34, 2633, 1963.
- [2] L. L. Chang, A. Segmüller, L. Esaki. J. Appl. Phys., Letters, 28, N 1, 1976.
- [3] I. B. Dinklage. J. Appl. Phys., 38, 3781, 1967.

- [4] L. G. Parrat. Phys. Rev., 95, 359, 1954.
 [5] A. Segmüller. Modulated Struct. Int. Cont., Kailna Kola, Haw, 1979.
 [6] A. Segmüller. Thin Solid Films, 18, 287, 1973.
 [7] В. М. Спайский, В. И. Сиденко, З. Г. Соловьева. Аппаратура и методы рентгеновского анализа, вып. XII. «Машиностроение», Л., 1973.
 [8] N. Waintan, N. I. Scott, L. G. Parrat. J. Appl. Phys., 30, 1959.
 [9] В. М. Блохин. Физика рентгеновских лучей. ГТТИ, М., 1957.

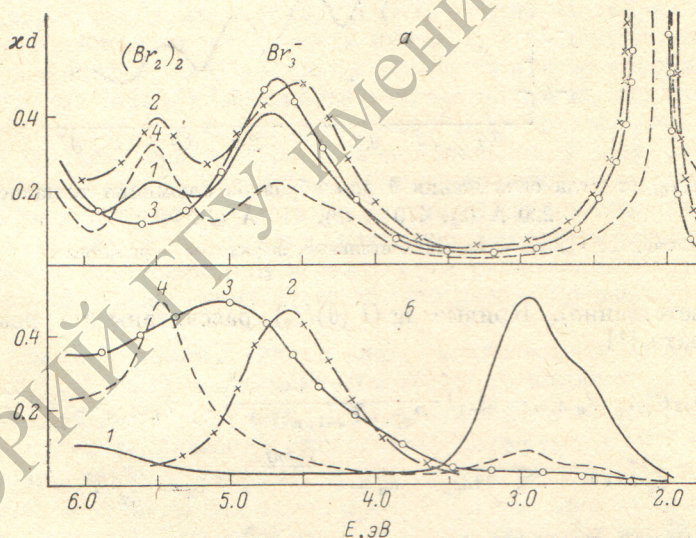
Поступило в Редакцию 9 февраля 1982 г.

УДК 535.34 : 548.0

АГРЕГАТНЫЕ ЦЕНТРЫ БРОМА В ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ KBr С ПРИМЕСЯМИ

А. К. Даулетбекова, Р. И. Гиндина и А. А. Эланго

Полосы поглощения, возникающие в щелочногалогидных кристаллах при облучении ионизирующими излучениями при температурах ниже 50 К, надежно интерпретированы, как обусловленные первичными радиационными дефектами: междоузельными атомами и ионами галогена (H - и I -центрами) и соответствующими вакансиями (F - и α -центрами) [1]. При температурах выше



а — спектры поглощения незакаленных кристаллов KBr-Sr (0.1 мол. %) — кривая 1, KBr-Na (0.3 мол. %) — кривая 2 и закаленного (от 750 °C) кристалла KBr-Sr (0.1 мол. %) — кривая 3, облученных рентгеновскими лучами (УРС-60, 58 кВ, 18 мА) при 300 К в течение 3 часов. Кривая 4 — спектр поглощения KBr-Sr, дополнительно облученного при 300 К светом из Br_3 -полосы поглощения (фильтр УФС-1, лампа СВД-120). б — спектры поглощения газообразного брома — кривая 1, раствора брома в водном растворе KBr — кривая 2, пленки жидкого брома — кривая 3 и конденсированного брома, заключенного в твердую матрицу аргона — кривая 4. Последняя кривая по данным [7].

50 К устойчивая окраска обеспечивается ассоциацией подвижных H -центров. Ранее [2-4] было установлено, что дефекты, образующиеся в KBr при взаимодействии двух H -центров, имеют структуру молекулярного иона Br_3^- , занимающего один катионный и два анионных узла. Максимум Br_3^- -полосы поглощения расположен при 4.5—4.7 эВ, как в кристалле (рисунок, а), так и в растворе (рисунок, б, кривая 2).

При облучении KBr при температурах более 200 К наряду с Br_3^- -центрами образуются более крупные ассоциации галогена, поглощающие в области 5.0—6.0 эВ. В KBr с примесями Li, Na, Sr и Ca в отличие от чистого KBr, для которого характерно создание широких размытых полос, мы обнаружили сильные, термически устойчивые до 400 К, полосы с максимумом около 5.5 эВ и полушириной 0.5 эВ (рисунок, а, кривые 1 и 2).

Поскольку в этой области спектра в бромидах кроме ассоциаций галогена поглощают также I -центры [1] и дефекты, в состав которых входят I -центры [5], невозможно однозначно интерпретировать природу полосы 5.5 эВ только по ее спектральному положению. В связи с этим мы исследовали свойства центров, ответственных за полосу 5.5 эВ в KBr с примесями.

Полоса с максимумом 5.5 эВ возникает преимущественно в распавшихся примесных кристаллах. В закаленных кристаллах облучение не создает соответствующих центров (сравните кривые 1 и 3 на рисунке, а).

Эффективность радиационного создания полосы 5.5 эВ увеличивается с ростом температуры облучения: при 80 К она почти незаметна; при 180 К она мала, но растет с дозой; и при 300 К она создается эффективно.

Центры, ответственные за полосу 5.5 эВ, создаются в результате рекомбинации Br_3^- -центров с электронами (F -подсветка), а также в результате фотодиссоциации Br_3^- -центров (сравните кривые 1 и 4 на рисунке, а).

Все перечисленные выше свойства хорошо согласуются с представлением, что наблюдаемые полосы при 5.5 эВ связаны с созданием ассоциатов брома. Действительно, последний результат указывает на то, что Br_3^- и 5.5 эВ-центры строятся из одного материала, а зависимость от температуры облучения говорит о большей, чем для Br_3^- , степени ассоциации галогена.

Для выяснения детальной структуры ассоциатов мы использовали примененный ранее в [2, 6] метод сопоставления исследуемых спектров со спектрами поглощения брома в разных агрегатных состояниях (рисунок, б).

Спектр конденсированного брома, заключенного в твердую матрицу аргона, состоит из двух полос: в области 2.5—3.0 эВ проявляются внутримолекулярные переходы в молекуле Br_2 , а полоса 5.45 эВ интерпретирована [7] как проявление межмолекулярных переходов в димере $(\text{Br}_2)_2$. Как видно, поглощение $(\text{Br}_2)_2$ как по положению максимума, так и по величине полуширины сходно с таковым для исследуемого ассоциата. На основании этого можно предположить, что полоса 5.5 эВ в KBr с примесями обусловлена димером $(\text{Br}_2)_2$, для создания которого необходима ассоциация четырех H -центров.

Распад твердых растворов способствует созданию $(\text{Br}_2)_2$ -центров, по-видимому, потому, что в областях с повышенной концентрацией примеси ослабляются связи в полигалоидных ионах и выделяется свободный бром [8]. В чистом же KBr при ассоциации четырех H -центров скорее должны возникать полигалоиды типа Br_5^- . Возможно, такова природа поглощения в районе 4.8—5.0 эВ, возникающем в KBr при облучении при 180—250 К [9]. При 300 К в чистом KBr возникает как поглощение полигалоидов, так и крупных ассоциатов брома с поглощением типа $(\text{Br}_2)_2$.

Литература

- [1] E. Sonder, W. A. Sibley. In: Point Defects in Solids, 1, 202. Ed. J. Crawford, L. M. Slifkin. Plenum Press, N. J., 1972.
- [2] Ч. Б. Лушник, Р. И. Гиндина, Х. В. Йыги, Л. А. Плоом, Л. А. Пунг, Э. С. Тийслер, А. А. Эланго, Н. А. Яансон. Труды ИФ АН ЭССР, 43, 7, 1974.
- [3] Н. А. Яансон, Р. И. Гиндина, Ч. Б. Лушник. ФТТ, 16, 379, 1974.
- [4] A. A. Elango, T. N. Nurakhmetov. Phys. Stat. sol. (b), 78, 529, 1976.
- [5] А. Лушник. Изв. АН ЭССР, физ.-мат., 29, 171, 1980.
- [6] H. Hersh. Phys. Rev., 105, 1410, 1957.
- [7] L. Andrews. J. Am. Chem. Soc., 98, 2152, 1976.
- [8] Б. Д. Степин, В. Е. Плющев, А. А. Факеев. Успехи химии, 34, 1881, 1965.
- [9] Т. Н. Нурахметов, А. А. Эланго. Труды ИФ АН ЭССР, 49, 7, 1979.

Поступило в Редакцию 8 июня 1981 г.