

ЗАВИСИМОСТЬ АНИЗОТРОПИИ СЛОЕВ ХРОМА  
ОТ ИХ ТОЛЩИНЫ, СКОРОСТИ ОСАЖДЕНИЯ И РОДА ПОДЛОЖКИ

В. П. Костюк и И. Н. Шкляревский

Исследована зависимость степени оптической анизотропии косо осажденных слоев хрома от их толщины  $d$ , скорости осаждения  $v$  и рода подложки. С ростом  $d$  до 150 нм анизотропия резко возрастает, а затем изменяется незначительно. При  $d=150$  нм заканчивается формирование кристаллитов, дальнейшее осаждение хрома приводит к повторению рельефа поверхности, исчезает влияние подложки на величину анизотропии. Анизотропия возрастает с ростом  $v$  вплоть до 200 Å/сек.; дальнейший рост  $v$  до 500 Å/сек. почти не изменяет свойств образца.

Ранее [1-3] была обнаружена и исследована оптическая анизотропия слоев хрома, полученных при косом падении молекулярного пучка на подложку. Оптическая анизотропия возникает вследствие образования цепочек кристаллитов, вытянутых не только в направлении, перпендикулярном плоскости падения молекулярного пучка [4, 5], но и в направлении молекулярного пучка [3]. Зеркальная поверхность образцов свидетельствует о том, что размеры субструктуры много меньше длины волны  $\lambda$ , хотя толщина слоев  $d > \lambda$ . В [3] была исследована зависимость анизотропии от угла падения молекулярного пучка  $\vartheta$  на подложку. По своим оптическим свойствам такие слои хрома аналогичны двухосному поглощающему кристаллу, отражающая поверхность которого произвольным образом ориентирована относительно осей. Эта точка зрения нашла теоретическое обоснование в работе [6]. Ниже приводятся результаты исследования зависимости степени анизотропии слоев хрома от их толщины  $d$ , скорости осаждения  $v$  и рода подложки.

Слои хрома осаждались в вакууме  $\sim 10^{-6}$  мм рт. ст. при расстоянии между испарителем и подложкой  $\sim 20$  см. Угол  $\vartheta=60^\circ$ . Половина стеклянной подложки предварительно покрывалась непрозрачным слоем серебра или слоем изотропного хрома.

При произвольном сечении двухосного кристалла нахождение тензора диэлектрической проницаемости — довольно трудная задача [7]. Анизотропию формы косо осажденных слоев хрома можно характеризовать зависимостью  $\rho^2 = R_p/R_s$  от угла поворота  $\alpha$  образца, где  $R_p$  и  $R_s$  — соответственно коэффициенты отражения  $p$ - и  $s$ -составляющей. Естественно, вид такой зависимости для данного образца будет определяться углом падения света  $\varphi$  на его поверхность и длиной волны света  $\lambda$ . Во всех наших опытах угол  $\varphi=15^\circ$ , а  $\lambda=550$  нм.

Пусть на образец под углом  $\varphi$  падает линейно поляризованный свет с азимутом  $\psi_p=45^\circ$ . В исходном положении ( $\alpha=0^\circ$ ) плоскость падения света перпендикулярна плоскости падения молекулярного пучка. Вращая образец против часовой стрелки и измеряя для каждого значения  $\alpha$  величину  $\rho^2$ , мы получаем зависимость, изображенную на рис. 1. На кривой рис. 1 величина  $\rho^2$  имеет четыре экстремума:  $\rho_1^2$  ( $\alpha=0^\circ$ ),  $\rho_2^2$  ( $\alpha=90^\circ$ ),  $\rho_3^2$  ( $\alpha=180^\circ$ ) и  $\rho_4^2$  ( $\alpha=270^\circ$ ).

При нормальном падении света на образец не только  $\rho_2^2 = \rho_4^2$ , но и  $\rho_1^2 = \rho_3^2$  [2]. С увеличением угла падения  $\varphi$  различие между  $\rho_1^2$  и  $\rho_3^2$  растет, оно максимально при  $\varphi = 90^\circ - \vartheta$  [3] и тем больше, чем больше угол падения молекулярного пучка  $\vartheta$ . Различие  $\rho_1^2$  и  $\rho_3^2$  обусловлено тем, что вытянутые цепочки кристаллитов наклонены по направлению молекулярного пучка. Если бы при  $\alpha = 0^\circ$  поперечное сечение кристаллитов было бы симметричным относительно плоскости падения света, то выполнялось бы равенство  $\rho_1^2 = \rho_3^2$ . В случае рис. 1 образец расположен так, что при  $\alpha = 0^\circ$  молекулярный пучок падал под углом  $\varphi$  снизу вверх. Если в исходном положении образец повернуть на  $180^\circ$  или заменить  $\psi_p = 45^\circ$  на  $\psi_p = -45^\circ$ , то  $\rho_1^2$  и  $\rho_3^2$  на кривой рис. 1 поменяются местами.

Кривая  $\rho^2(\alpha)$  рис. 1 может быть описана эмпирической формулой

$$\rho^2 = A \cos 2\alpha + B \cos \alpha + C,$$

где  $A = 0.25(\rho_1^2 + \rho_3^2) - 0.5\rho_2^2$ ,  $B = 0.5(\rho_1^2 - \rho_3^2)$ ,  $C = 0.25(\rho_1^2 + \rho_3^2) + 0.5\rho_2^2$ . Таким образом, вместо того чтобы для каждого образца строить кривую  $\rho^2(\alpha)$ , достаточно определить величины  $\rho_1^2$ ,  $\rho_2^2$  и  $\rho_3^2$ .

Хотя абсолютные значения  $\rho_1^2$ ,  $\rho_2^2$  и  $\rho_3^2$  определяются не только субструктурой поверхности образца, но и углом падения света  $\varphi$ , ими можно пользоваться для относительных измерений степени анизотропии образцов, если только углы  $\vartheta$  при изготовлении образцов и углы  $\varphi$  при измерениях остаются постоянными.

Зависимость от толщины величины анизотропии хромовых слоев исследовалась при скоростях осаждения 300 и  $140^\circ \text{ \AA}/\text{сек.}$  на подложки стекло и хром и при скорости осаждения  $170^\circ \text{ \AA}/\text{сек.}$  на подложки стекло и серебро. На рис. 2 приведены зависимости  $\rho^2(d)$  для случая стеклянной и хромовой подложки при скорости осаждения 300  $\text{ \AA}/\text{сек.}$  Две другие упомянутые зависимости имеют такой же характер. После осаждения тонкого слоя хрома измерялись величины  $\rho_1^2$ ,  $\rho_2^2$ ,  $\rho_3^2$  и  $d$ . Затем образец вновь помещался в вакуумкамеру, в тех же условиях наносился следующий слой и снова производились соответствующие измерения и т. д. Толщины  $d$  слоев хрома измерялись интерферометрическим методом на помещавшейся в вакуумкамере рядом с образцом стеклянной пластинке.

Как следует из рис. 2, вначале наблюдается резкое изменение экстремальных величин  $\rho^2$  с толщиной, затем величины  $\rho^2$  изменяются более плавно. Это говорит о том, что формирование кристаллитов (длина цепочек, их высота и наклон) практически заканчиваются при  $d \approx 150 \text{ нм.}$  С дальнейшим ростом толщины их форма изменяется незначительно, происходит уплотнение нижних слоев хрома. При  $d < 150 \text{ нм}$  слоев хрома, осажденных на металлическую подложку, величины  $\rho_1^2$  и  $\rho_3^2$  оказываются большими, а  $\rho_2^2$  — меньшей соответствующих значений для слоев хрома, осажденных на стеклянную подложку.

Различие между коэффициентами отражения света  $R_1$  и  $R_2$ , поляризованного соответственно перпендикулярно и параллельно плоскости падения молекулярного пучка, в начальной стадии роста кристаллитов большее для металлической, чем для стеклянной подложки. При  $d > 150 \text{ нм}$  экспериментальные значения  $\rho^2$  не зависят от рода подложки, последняя оказывается покрытой хромом.

Зависимость анизотропии от скорости осаждения исследовалась на слоях хрома толщиной порядка  $450 \text{ нм.}$  Изменение скорости осаждения достигалось изменением мощности испарителя, т. е. по сути изменением

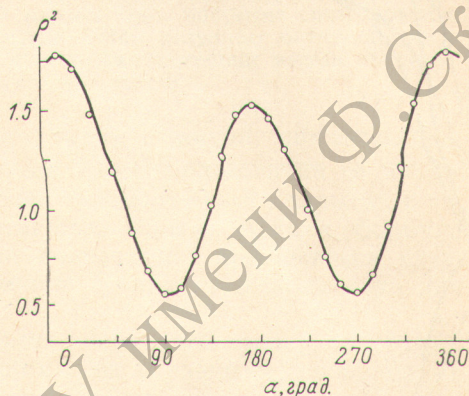


Рис. 1. Зависимость  $\rho^2(\alpha)$  косо осажденного слоя хрома.

плотности молекулярного пучка хрома. Скорость осаждения находилась по измеренным толщинам слоев и времени их осаждения. Результаты этих измерений приведены на рис. 3. Как следует из рис. 3, при малых скоростях осаждения анизотропия слоев хрома невелика. Однако она быстро растет с ростом скорости осаждения и при  $v \approx 200 \text{ \AA/сек.}$  почти достигает предельного значения. Повышение скорости осаждения до  $500 \text{ \AA/сек.}$  практически не влияет на степень анизотропии.

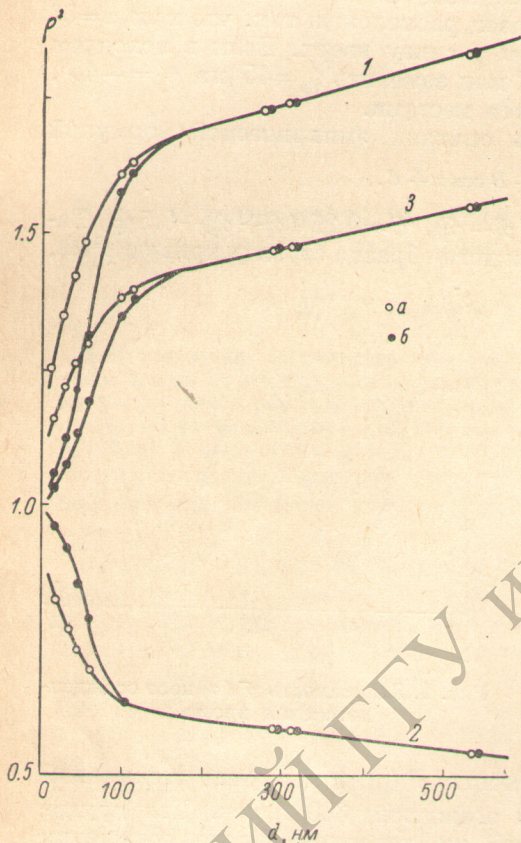


Рис. 2. Зависимость  $\rho^2(d)$  косо осажденных слоев хрома.

1, 2, 3 соответствуют величинам  $\rho_1^2$ ,  $\rho_2^2$  и  $\rho_3^2$ . а — металлическая подложка; б — стеклянная подложка.

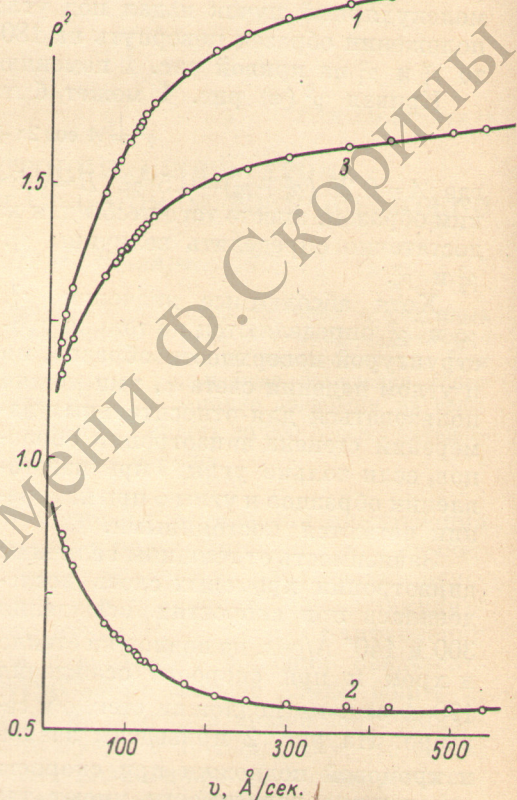


Рис. 3. Зависимости  $\rho^2(v)$  косо осажденных слоев хрома.

1, 2, 3 соответствуют величинам  $\rho_1^2$ ,  $\rho_2^2$  и  $\rho_3^2$ .

Такая зависимость экстремальных значений  $\rho^2$  от скорости осаждения (плотности пучка) может быть объяснена следующим образом. При малых плотностях пучка атомы хрома равномерно покрывают подложку. С ростом скорости испарения возрастает миграция атомов, приводящая к образованию отдельных зародышей. Дальнейшее поступление атомов ведет в результате «эффекта самозатенения» к направленному росту кристаллитов [4, 5]. При скоростях, больших  $200 \text{ \AA/сек.}$ , миграция атомов становится настолько высокой, что они попадают в область геометрической тени, в результате чего и происходит уплотнение нижних слоев, размеры кристаллитов остаются при этом практически постоянными.

#### Литература

- [1] В. П. Костюк, И. Н. Шкляревский. Опт. и спектр., 16, 304, 1964.
- [2] В. П. Костюк, И. Н. Шкляревский. ФТТ, 10, 305, 1968.
- [3] В. П. Костюк, И. Н. Шкляревский. ФТТ, 11, 539, 1969.
- [4] L. Reimer. Optik, 14, 83, 1957.
- [5] E. F. Rócsa. Acta Phys. Hung., 15, 89, 1962.
- [6] Л. Е. Паргаманик, П. Л. Пахомов. Опт. и спектр., 32, 778, 1972.
- [7] Ф. И. Федоров. Оптика анизотропных сред. Изд. АН БССР, Минск, 1958.

Поступило в Редакцию 21 мая 1973 г.