

## СТРУКТУРА СУБМИКРОННЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК $ZnO$ , ВЫРАЩЕННЫХ НА НЕОРИЕНТИРУЮЩИХ ПОДЛОЖКАХ

В.И. А н и к и н, В.М. Ш е в ц о в

Высокоориентированные поликристаллические пленки  $ZnO$  представляют большой практический интерес и с успехом применяются в последние годы в разнообразных устройствах акустооптики и акустоэлектроники в качестве преобразователей ПАВ [1]. Наличие нелинейных и электрооптических свойств этих пленок делает привлекательными их использование также в интегральной оптике. Однако сравнительно высокие оптические потери, величина которых для основных волноводных волн  $TE_0$  и  $TM_0$  составляет, как правило, 3–5 дБ/см и лишь в отдельных случаях достигает значения 1 дБ/см [2], ограничивают использование пленок  $ZnO$  в качестве волноводных слоев.

Большинство исследователей полагают, что высокие оптические потери обусловлены рассеянием излучения на границе раздела пленки и подложки [2, 3]. При этом утверждается, что начальный этап формирования пленок  $ZnO$  характеризуется достаточно протяженной областью ( $\sim 200$  нм), содержащей хаотически ориентированные кристаллиты, пустоты и аморфные включения. Дальнейший рост сопровождается возникновением и совершенствованием текстуры. В работе [4] оптические потери в пьезоэлектрических пленках  $ZnO$  связываются с несовершенством их ростовой „столбчатой” структуры.

Таким образом, природа оптических потерь в волноводных пьезоэлектрических пленках  $ZnO$  может быть установлена путем изучения степени их структурного совершенства на различных этапах формирования.

В настоящей работе исследовались пленки окиси цинка, полученные методом реактивного ВЧ распыления, в установке А 550 ВЗК с диодной схемой включения разрядного промежутка. Распыление производилось в кислородно-аргоновой среде ( $O_2 - 70\%$ ) при ВЧ мощности  $W=500$  Вт и давлении  $P=6 \cdot 10^{-1}$  Па. В качестве мишени использовался керамический диск  $ZnO$  диаметром 200 мм. Пленки  $ZnO$  наносились на подложки из плавленного кварца и термически окисленного кремния КДБ-10 без принудительного нагрева. Скорость нанесения составляла  $V=10.4 \pm 0.1$  нм/мин. Толщина пленок контролировалась по времени нанесения и изменялась в пределах  $h=7-1500$  нм. Кристаллическая структура полученных пленок исследовалась на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2 с использованием  $FeK_{\alpha}$  излучения ( $\lambda = 1.924 \text{ \AA}$ ). Экспериментально установлено, что, начиная с толщины  $h=9.6$  нм, все пленки имели одноосную текстуру, т.е. полярные с-оси кристаллитов ориентированы нормально к поверхности подложки. В эксперименте измерялись интенсивность отражений  $I_{(002)}$  от системы атомных плоскостей (001) и их угловое положение относительно плоскости подложки  $\theta_{(002)}$ .

Анализ дифрактограмм показал, что в диапазоне толщин  $h=11-50$  нм интенсивность отражения (002) изменяется по квадратичному закону  $I_{(002)}(h) \sim h^2$ . При дальнейшем увеличении толщины пленки  $I_{(002)}(h)$  постепенно отклоняется от квадратичной зависимости и при толщине  $h \approx 500$  нм переходит в линейную (рис. 1). Известно [5], что интенсивность в максимуме дифрагированного на монокристалле рентгеновского излучения пропорциональна квадрату объема исследуемого образца. Следовательно, тонкие пленки  $ZnO$ , полученные в указанных условиях, обладают структурным совершенством близким к монокристаллу, вплоть до толщины  $h \approx 50$  нм. Увеличение толщины пленок сопровождается ухудшением структурных характеристик. Особо следует отметить, что кристаллическая структура пленок толщиной  $h \approx 50$  нм практически не зависит от параметров процесса распыления.

Величины межплоскостных расстояний  $d_c$  исследуемых пленок вычислялись из экспериментально измеренных значений  $\theta$  по известной формуле Вульфа-Брэгга

$$2d_c \sin \theta = \lambda,$$

где  $\lambda$  - длина волны  $FeK_{\alpha}$  излучения,  $\theta$  - угловое положение максимума отражения (002). Экспериментальная зависимость  $d_c(h)$  от толщины пленок  $ZnO$  на подложках из плавленного кварца представлена на рис. 2. Легко заметить, что зависимость  $d_c(h)$  имеет монотонно возрастающий характер и в области  $h \approx 30-50$  нм проходит через значение  $d_{co}$  ненапряженного монокристалла  $ZnO$ . Увеличение  $d_c$  в пленках  $ZnO$  обычно связывают с внутркристаллическими напряжениями, возникающими в результате нестехиометрического состава пленок. Уменьшение  $d_c$  при малых толщинах  $h < 50$  нм может быть связано с силами поверхностного давления

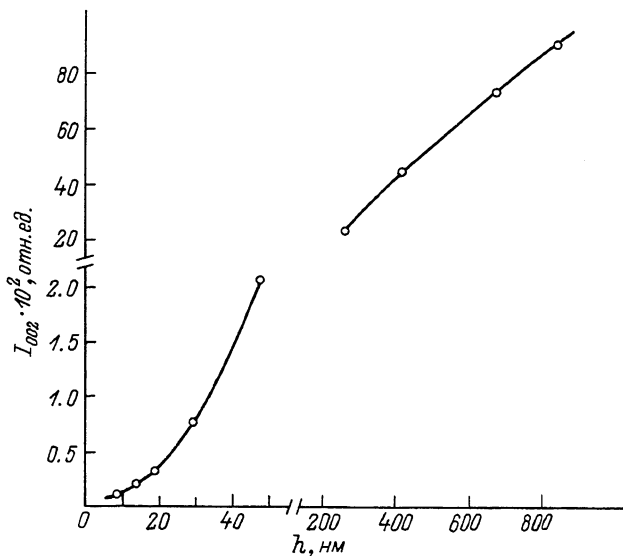


Рис. 1. Экспериментальная зависимость интенсивности отражения (002) от толщины пленок окиси цинка.

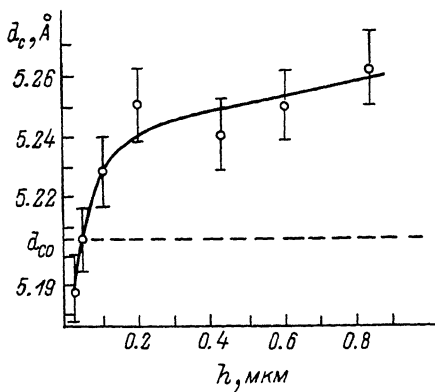
[6], когда отношение поверхности растущего зерна к его объему велико. Вероятно, при толщинах пленок  $h \approx 30-50$  нм поверхностные силы уравновешивают силы внутрикристаллические, и пленка оказывается свободной от напряжения. Видимо, с этого момента рост пленки сопровождается выклиниванием отдельных зерен и возникновением пустот.

Исследование „скола“ пленки окиси цинка толщиной  $h = 1500$  нм в растровом электронном микроскопе  $ISI - 60 \text{ \AA}$  показало, что нарушения ростовой структуры (пустоты, обрывы столбов) возникают не на границе раздела пленки с подложкой, а начиная с толщин 100 нм, что хорошо согласуется с результатами рентгено-структурных исследований. К поверхности пленки блочная ростовая структура уплотняется. Таким образом, именно начало развития столбчатой ростовой структуры пленок  $ZnO$  сопровождается возникновением пустот и аморфных включений. Области нарушенной кристаллической структуры пленки предшествует тонкий ( $h \lesssim 50$  нм) слой, обладающий структурным совершенством, близким к монокристаллу.

Очевидно, подавление зарождения и развития ростовой столбчатой структуры должно привести к снижению оптических потерь в пленках  $ZnO$ . Возможно также, что такая пленка, кроме низких потерь, будет обладать малыми механическими напряжениями.

С целью проверки этого предположения при нанесении пленки окиси цинка на подложку из окисленного кремния величина ВЧ мощности периодически изменялась через каждые 100 нм толщины. Таким образом, резко изменяющиеся условия осаждения всякий раз

Рис. 2. Экспериментальная зависимость величины межплоскостных расстояний от толщины текстурированной пленки  $ZnO$ .



инициировали новую поверхность зарождения, и процесс формирования пленки как бы начинался заново. Исследование скола полученной таким образом пленки показало отсутствие выраженной столбчатой

структуры роста. При этом потери основных волноводных волн  $TE_0$  и  $TM_0$  на длине волны  $\lambda=0.6328$  мкм снизились с 10–15 дБ/см (в случае непрерывного напыления) до 2–3 дБ/см. Рентгеноструктурный анализ показал, что полученная пленка  $ZnO$  свободна от механических напряжений.  $\theta$  строго соответствовало межплоскостному расстоянию ( $d_{co} = 5.2056$  Å) ненапряженного монокристалла.

Таким образом, основной причиной оптических потерь в волноводных пленках окиси цинка является наличие ростовой столбчатой структуры, зарождение которой начинается с толщин пленки  $h \approx \approx 100$  нм.

Области с нарушенной кристаллической структурой предшествует тонкий слой ( $h \lesssim 50$  нм), обладающий структурным совершенством, близким к монокристаллу  $ZnO$ . Подавление развития блочной структуры роста приводит к существенному уменьшению оптических потерь волноводных волн и снятию механических напряжений в пленках окиси цинка.

Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с данными, опубликованными в [7]. В работе сообщалось о наблюдении генерации второй гармоники в мелкослоистом волноводе, содержащем пленки окиси цинка толщиной 16 нм. Было показано, что нелинейность тонких слоев  $ZnO$  сравнима с нелинейностью монокристалла.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Martin S.J., Gunshor R.L., Pierret R.F. // *Electronic Lett.* 1983. V. 18. N 24. P. 1030–1031.
- [2] Hickernell F.S. Low loss zinc oxide optical waveguides on amorphous substrates. // *Topical Meeting on Integr. and Guided Wave Optics, Nevada.* 1980. WB 6. P. 1–4.
- [3] Petrov I., Orlinov V., Misiuk A. // *Thin Solid Films.* 1984. V. 120. P. 55–67.

- [4] Аникин В.И., Зайцев С.В., Корольков В.И., Шевцов В.М. В кн.: Интегральная оптика. Физические основы. Приложения. Новосибирск: Наука, 1986, с. 52-58.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [6] Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. М.: Атомиздат, 1979. 263 с.
- [7] Дерюгин Л.Н., Сотин В.Е., Шевцов В.М. // Письма в ЖТФ. Т. 12. В. 2. С. 81-85.

Университет  
Дружбы народов  
им. Патриса Лумумбы

Поступило в Редакцию  
8 июня 1988 г.  
В окончательной редакции  
2 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3 12 февраля 1989 г.  
05.2; 10

## ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТЫХ КРИСТАЛЛАХ

Т.А. Боброва, Л.И. Огнев

Исследование излучения при каналировании в кристаллах релятивистских электронов с энергией несколько МэВ до настоящего времени проводилось лишь в случае малых толщин кристаллов ( $\lesssim 20$  мкм). Обзор экспериментальных и теоретических работ можно найти в [1, 2]. Излучение же в толстых кристаллах, толщина  $L$  которых значительно превышает длину деканалирования электронов  $L_g$  ( $\sim 5$  мкм), практически не исследовалось, что связано как с трудностью теоретического описания кинетики каналированных частиц, так и с проблемой исключения влияния фона при выполнении измерений. Значительное упрощение теоретической части исследования излучения при каналировании электронов в толстых кристаллах может быть достигнуто использованием асимптотической зависимости квазиравновесной населенности связанных уровней поперечного движения электронов на расстояниях  $z \gg L_g$  при учете поглощения излучения на выходе из кристалла [3].

Поток излучения, и испущенного электронами при плоскостном каналировании в кристалле толщиной  $L$ , частично поглощается, и на выходе из кристалла представим его в виде

$$N = \int_0^L W \cdot C(z) \exp(-\mu(L-z)) dz, \quad (1)$$

где  $C(z)$  - населенность связанного состояния электрона,  $W$  - вероятность излучения фотона,  $\mu$  - линейный коэффициент поглощения излучения.