

Лазерное напыление пленок ZnO на кремниевые и сапфировые подложки*

А.Н.Жерихин, А.И.Худобенко, Р.Т.Вилльямс¹, Дж.Вилкинсон¹,
К.Б.Усер¹, Г.Хионг¹, В.В.Воронов²

Исследовано лазерное напыление пленок оксида цинка. Для предотвращения попадания на пленку микрочастиц, возникающих при лазерной абляции мишени, использовался промежуточный экран. Изучено влияние условий напыления на морфологию пленки, ее электрические свойства и кристаллическую структуру. Показано, что методом лазерного напыления можно получать пленки с проводимостью обоих типов. Удельное сопротивление пленок составило 0,07 Ом·см для пленок с проводимостью *n*-типа и 0,08 Ом·см для пленок с проводимостью *p*-типа. Исследования фотолюминесценции пленок показали, что при интенсивности накачки свыше 6 МВт/см² в пленках генерируется вынужденное излучение.

1. Введение

Оксид цинка является прямозонным полупроводником, ширина запрещенной зоны которого при комнатной температуре составляет 3,3 эВ [1]. Этот материал используется в пьезоэлектрических устройствах [2] и оптических волноводах [3], тонкие пленки из оксида цинка применяются в качестве прозрачных электропроводящих покрытий [4,5]. Оксид цинка обладает большой энергией связи экситона (60 мэВ при комнатной температуре [6], для сравнения — энергия связи экситона в нитриде галлия равна 28 мэВ). Это позволяет рассматривать оксид цинка как весьма перспективный материал для полупроводниковых лазеров ближнего УФ и синего диапазонов [6-10].

Создание полупроводникового лазера невозможно без развитой технологии получения пленок из соответствующего материала. Для получения пленок оксида цинка используются различные методы: молекулярно-лучевая эпитаксия [8], магнетронное распыление [11,12], осаждение из газовой

фазы [13] и импульсное лазерное напыление (ИЛН) [5,9,14-17]. ИЛН имеет ряд преимуществ перед остальными методами, а именно: напыление происходит при более высоком парциальном давлении кислорода [9], температура кристаллизации пленок оказывается ниже из-за высокой энергии частиц в лазерной плазме, существенно упрощается также технология введения легирующих добавок [18]. ИЛН присущи некоторые недостатки и основной из них — образование капель и микрочастиц во время лазерной абляции мишени [19]. Микрочастицы при напылении внедряются в пленку, что, естественно, ухудшает ее качество.

В настоящей работе для предотвращения попадания микрочастиц на пленку предлагается использовать промежуточный экран, расположенный между мишенью и подложкой. Целью работы является определение параметров пленок оксида цинка, полученных методом лазерного напыления с применением промежуточного экрана. Исследовалось влияние условий напыления на морфологию пленок, а также их кристаллические, оптические и электрические свойства.

2. Эксперимент

Напыление ZnO-пленок проводилось в вакуумной камере, изготовленной из нержавеющей стали.

*Работа опубликована в журнале Квантовая электроника, 2003, т.33, №11, с.975-980.

¹ Department of Physics, Wake Forest University, Winston-Salem.

² Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва.

Камера откачивалась с помощью турбомолекулярного насоса до давления $2 \cdot 10^{-6}$ Тор. Осаждение проводилось на подложки из монокристаллического кремния с ориентацией [001] и размером 1×1 см, а также на сапфировые подложки с ориентацией [0001] и размером $0,5 \times 0,5$ см. Мишень была изготовлена из металлического цинка чистотой 99,99%. Для абляции мишени использовался Nd: YAG-лазер (длина волны $\lambda = 1,064$ мкм, длительность импульса $\tau = 15$ нс, частота повторений импульсов $f = 10$ Гц). Излучение лазера фокусировалось на поверхность мишени линзой с фокусным расстоянием 40 см, плотность потока энергии на мишени равнялась 1 Дж/см². Для обеспечения равномерности выработки поверхности мишени и исключения кумулятивных эффектов при абляции мишень вращалась со скоростью 4 об./мин. Расстояние мишень-подложка составляло 50 мм. Подложка располагалась на нагревателе, температура которого могла меняться в пределах 100–600 °С. В указанных пределах точность поддержания температуры была равна ± 5 °С. Пленки ZnO напылялись в буферном газе. Обычно для этой цели использовался чистый кислород, давление которого могло меняться от 0.1 до 50 мТор. Для получения пленок с проводимостью *p*-типа мы использовали смесь азота и кислорода при давлении 30 мТор, парциальное давление азота менялось от 5 до 20 мТор.

Как указывалось выше, для предотвращения попадания микрочастиц на пленку мы применяли промежуточный экран (рис.1). Изготовленный из нержавеющей стали экран толщиной 0,25 мм был расположен посередине между мишенью и подложкой и был вдвое меньше подложки. При этом, как видно из рис.1, траектории тех микрочастиц, которые могли бы попасть на подложку, перекрывались экраном, благодаря чему ни одна микрочастица на нее не попадала. Атомы и ионы цинка достигали подложки в результате рассеяния в буферном газе (штриховая линия на рис.1). Так как только рассеянные атомы (или ионы) могли попасть на подложку, процесс роста пленки мог отличаться от

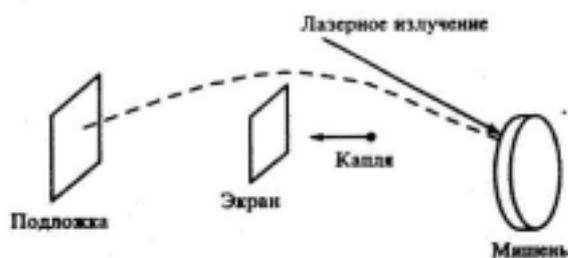


Рис.1. Схема процесса напыления.

обычного процесса при ИЛН, именно поэтому мы и предприняли исследование свойств пленок оксида цинка, полученных с помощью описанного метода.

Измерение толщины пленок проводилось микроинтерферометром МИИ-4. Кристаллическая структура пленок исследовалась методом рентгеновской дифракции. В дифрактометре применялся источник с медным антикатодом (линия $\text{Cu } K_{\alpha}$, $\lambda = 0,15418$ нм) с последующей фильтрацией излучения графитовым монохроматором или никелевым фильтром. Исследовались морфология пленок с помощью атомно-силового и туннельного микроскопов, а также их фотолюминесценция (ФЛ). Для возбуждения люминесценции использовалась третья гармоника лазера на Ti: сапфире ($\lambda = 265$ нм, $\tau = 300$ фс, $f = 10$ Гц). Лазерное излучение фокусировалось на поверхность пленки, максимальная плотность мощности составляла 800 МВт/см². Спектры ФЛ исследовались с помощью монохроматора с дифракционной решеткой (600 штр./мм), а длительность сигнала ФЛ — с помощью стрик-камеры с временным разрешением 30 пс. Все измерения ФЛ проводились при комнатной температуре.

Мы изучали влияние условий напыления и отжига на свойства пленок. Было обнаружено уменьшение толщины пленок в результате отжига при температуре свыше 500 °С как в вакууме, так и при относительно низком давлении кислорода ($P_{\text{O}} < 500$ мТор). У нас нет корректного объяснения этого явления, т. к. согласно литературным данным окис цинка в условиях наших экспериментов должна быть химически стабильна (термическое разложение ее возможно при температуре свыше 1000 °С [20]) и не может сублимировать (единственно возможный фазовый переход — это плавление при температуре 1975 °С [1]). В связи с уменьшением толщины пленок при высоких температурах отжига в дальнейших экспериментах отжиг проводился при давлении кислорода $P_{\text{O}} = 1$ атм и температуре подложки $T_{\text{a}} = 400$ °С. Какого-либо изменения толщины пленок при этих условиях не наблюдалось. Электрическое сопротивление пленок определялось четырехточечным методом, а тип проводимости — с помощью эффекта Холла.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Уже первые эксперименты показали, что использование промежуточного экрана позволяет полностью предотвратить попадание микрочастиц на подложку. Для сравнения проводилось одновременное напыление пленок на две подложки, одна из

которых была расположена в тени экрана, а другая — вне ее. На последней были обнаружены микро-частицы размером около 0,1 мкм, в то время как на первой нам не удалось зарегистрировать ни одной микро-частицы ни оптическим, ни атомно-силовым микроскопом.

Была исследована зависимость скорости роста пленок от температуры подложки и давления кислорода. В этих экспериментах напыление проводилось на подложки из монокристаллического кремния. При любом давлении буферного газа $P_o < 500$ мТор скорость роста пленок возрастала при увеличении температуры напыления T_d вплоть до 400 °С. При дальнейшем увеличении температуры скорость роста пленки падала и рост практически прекращался при $T_d = 600$ °С. Эти результаты хорошо совпадают с известными литературными данными (см., напр., [9]), однако корректного объяснения такой зависимости нам найти не удалось. В дальнейшем все эксперименты проводились при $T_d < 600$ °С, большинство результатов, представленных в статье, соответствуют $T_d = 390$ °С.

Результаты исследования пленок ZnO на атомно-силовом микроскопе приведены на рис.2. Изобра-

жение поверхности пленки на сапфировой подложке, полученной при $T_d = 540$ °С и $P_o = 50$ мТор, дано на рис.2а. Время напыления равнялось 20 мин. Видно, что пленка имеет островковую структуру, средний размер островков составляет 1000 нм, а толщина пленки — 160 нм (измерена интерферометром МИИ-4). Островки состоят из кристаллитов размером около 50 нм. На рис.2,б представлено изображение пленки, полученной при тех же условиях, но при увеличении времени напыления до 60 мин. Средняя толщина пленки возросла до 800 нм, а размер кристаллитов — до 200 нм. Многие кристаллиты имели гексагональную форму с осью c , ориентированной по нормали к подложке (c -ориентация). Шероховатость пленок была равна 160 нм (рис.2а) и 500 нм (рис.2,б). Совершенно другую морфологию имели пленки, напыленные при $T_d < 400$ °С (рис.2в-д). В этом случае размер кристаллитов уменьшился до 30 нм, а шероховатость — до 15 нм.

Не было обнаружено сколько-нибудь значительного влияния давления кислорода на морфологию пленок. Она оставалась приблизительно одинаковой при $P_o = 50$ мТор (рис.2в) и 10 мТор (рис.2г). В [14] указывается, что пленки эпитак-

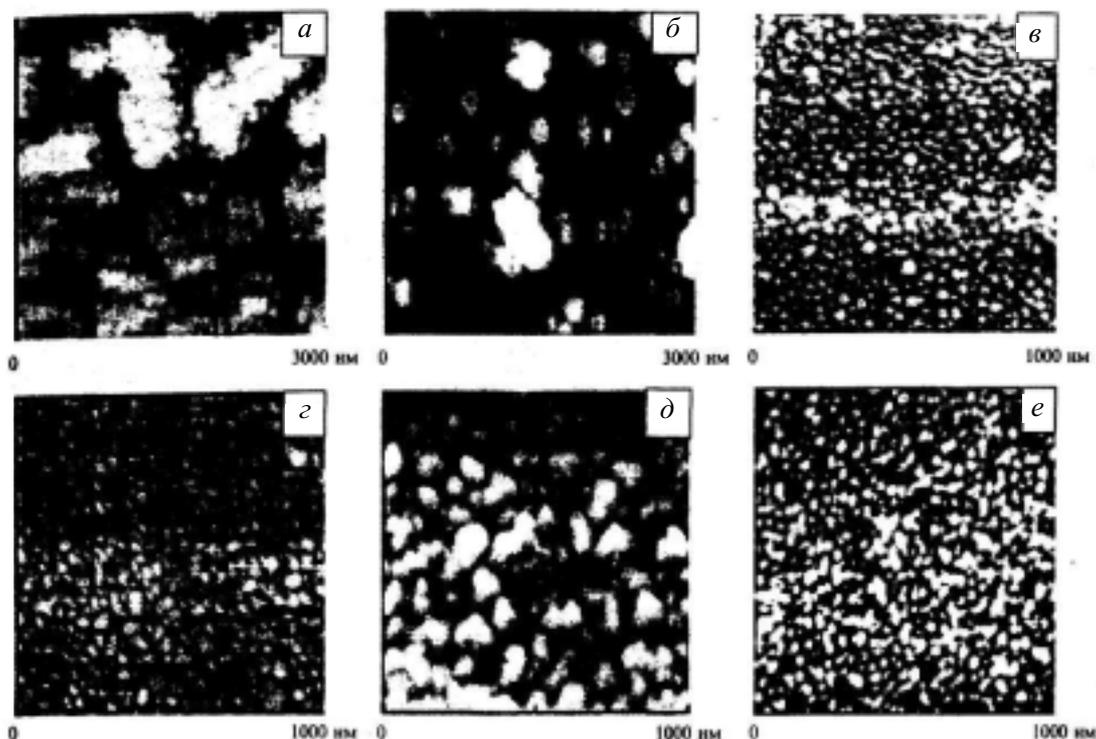


Рис.2. Изображения поверхности пленок ZnO на сапфировой (а-д) и кремниевой (е) подложках, полученные с помощью атомно-силового микроскопа: $P_o = 50$ мТор, $T_d = 540$ °С, время напыления $t_d = 20$ мин (а); $P_o = 50$ мТор, $T_d = 540$ °С, $t_d = 1$ ч (б); $P_o = 50$ мТор, $T_d = 390$ °С, $t_d = 20$ мин (в); $P_o = 10$ мТор, $T_d = 370$ °С, $t_d = 20$ мин (г); $P_o = 10$ мТор, $T_d = 370$ °С, $t_d = 20$ мин, отжиг в течение 1 ч при $T_a = 390$ °С и $P_0 = 1$ атм (д); $P_o = 10$ мТор, $T_d = 370$ °С, $t_d = 20$ мин (е).

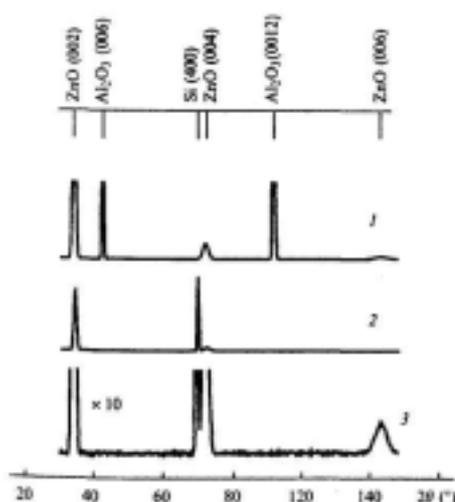


Рис.3. Дифрактограммы ω -2 θ пленок ZnO на сапфировой (1) и кремниевой (2,3) подложках.

сияльного качества могут быть получены при низком давлении кислорода — около 0,1 мТор. К сожалению, такой режим был нам недоступен из-за низкой эффективности рассеяния атомов цинка в буферном газе и, как следствие, низкой скорости роста пленок. Отжиг пленок при $T_a = 390$ °C и $P_O = 1$ атм в течение 1 ч приводил к увеличению размера кристаллитов до 80 нм, при этом шероховатость пленок составляла около 20 нм (рис.2д). Морфология пленок на кремниевых подложках (рис.2е) слабо отличалась от морфологии пленок на сапфировых подложках.

На рис.3 приведена рентгеновская дифрактограмма пленки оксида цинка на сапфировой подложке. Легко различаются пики, соответствующие 1-му, 2-му и 3-му порядкам дифракции ((002), (004) и (006)). Мы рассчитали положение наиболее сильных асимметричных пиков, но ни один из них не был обнаружен. Это означает, что пленка оксида цинка обладает аксиальной текстурой и ось с перпендикулярна поверхности подложки. Такая ситуация является типичной для пленок оксида цинка, с-ориентированные пленки получают при ИЛН [9,15], молекулярно-лучевой эпитаксии [8], пиролизе [21] и других методах осаждения. Более того, с-ориентированные пленки вырастают даже на аморфных стеклянных подложках [21].

По положению трех дифракционных пиков был определен параметр ячейки c . Для пленки на кремнии он равнялся 0,5259 нм, а для пленки на сапфировой подложке — 0,5237 нм (для массивного монокристалла параметр c — 0,520661 нм). Точность определения параметра решетки составляла $\sim 10^{-4}$ нм, что соответствует определению положения дифракционных пиков с точностью $\sim 10^{-3}$ угл. град.

Ширина пиков на полувысоте Ω связана с размером области когерентного рассеяния вдоль нормали к подложке D и микродеформацией $l = \delta c/c$ (в наших экспериментах параметр l усреднялся по всему объему пленки) [22]:

$$\Omega^2 = \omega_0^2 + \omega_d^2 + \omega_l^2,$$

$$\omega_d = \lambda_x / (D \cos \theta),$$

$$\omega_l = 4 / \tan \theta, \tag{1}$$

где ω_0 — ширина аппаратной функции; λ_x — длина волны рентгеновского излучения; θ — угол дифракции. Поскольку в дифрактограмме присутствуют три дифракционных максимума, то из соотношения (1) удалось определить оба параметра — D и l . Для пика (002) пленок снимались кривые качания, кроме того, такие же кривые снимались и для пика (006) сапфировой подложки. Результаты обработки дифрактограмм приведены в табл. 1.

Таблица 1

Образец	D (нм)	$l = \delta c/c$	Полуширина кривой качания (°)
ZnO/Si[001]	50	10^{-3}	3
ZnO/Al ₂ O ₃ [0001]	22	$4,3 \cdot 10^{-3}$	1,2
Al ₂ O ₃ [0001](006)			0,08

В нашем случае D определяется размерами кристаллитов в направлении нормали к подложке. Поскольку толщина пленок как на кремниевых, так и на сапфировых подложках составляла 200 нм, можно заключить, что пленка состоит из нескольких слоев кристаллитов. В случае кремниевой подложки среднее число слоев — четыре, а для сапфировой подложки оно возрастает до девяти. Следует отметить, что и монокристаллический кремний с ориентацией [001], и сапфир с ориентацией [0001] плохо подходят для эпитаксиального роста пленок ZnO, т.к. имеют большое рассогласование параметров решеток. Для системы ZnO/Si оно составляет 31 %, а для системы ZnO/Al₂O₃ — 18% [23]. Кроме того, решетки ZnO и Si обладают различной симметрией.

В результате данные, полученные методом рентгено-структурного анализа пленок, можно интерпретировать следующим образом. Поскольку пленки на подложках обоих типов состоят из нескольких слоев кристаллитов, то из-за большого рассогласования параметров решеток ближний к подложке слой имеет сильно деформированную элементарную ячейку. По мере удаления от подложки параметры ячейки приближаются к параметрам

монокристалла. Различие параметров ячейки постепенно уменьшается на границах между кристаллитами при переходе от одного слоя к другому. Так как число слоев кристаллитов на сапфировых подложках в два раза больше, чем на кремниевых, то параметр решетки для пленок на сапфировых подложках ближе к параметру свободной решетки ZnO (монокристалла). Этим же объясняется и большее значение l для сапфировых подложек, т. к. $\delta\epsilon$ для них больше, чем для кремниевых подложек.

Меньшая ширина кривых качания для сапфировых подложек указывает на то, что флуктуации направления оси c различных кристаллитов в этом случае приблизительно в три раза меньше, чем для кремниевых подложек.

Пленки, напыленные в атмосфере кислорода как на кремниевые, так и на сапфировые подложки, имели электронную проводимость, что типично для пленок ZnO [24]. Известно, что свободные электроны возникают в оксиде цинка благодаря дефициту кислорода, т. к. кислородные вакансии играют роль донорных примесей [25]. Варьирование условий напыления существенным образом влияло на проводимость пленок. Пленки, полученные при $T_d = 540$ °C и $P_O = 50$ мТор, имели удельное сопротивление $\rho > 100$ Ом·см (это был верхний предел измерительной системы). Уменьшение как T_d , так и P_O вызывало рост проводимости пленок. Мы получили пленки на кремнии с $\rho = 0,3$ Ом·см при $T_d = 360$ °C и $P_O = 50$ мТор и $\rho = 0,05$ Ом·см при $T_d = 360$ °C и $P_O = 10$ мТор.

Такое поведение легко объяснимо, т. к. и при увеличении давления кислорода, и при росте температуры происходит уменьшение числа кислородных вакансий и, следовательно, концентрации свободных электронов. После отжига при $T_a = 400$ °C и $P_O = 1$ атм все пленки становились диэлектрическими. Причина этого та же — уменьшение концентрации кислородных вакансий. Сопротивление пленок оксида цинка на сапфировых подложках подобным же образом зависело от условий напыления и отжига. Минимальное удельное сопротивление пленок, которое нам удалось получить, составляло $0,07$ Ом·см. Эти пленки были получены при $T_d = 370$ °C и $P_O = 10$ мТор. Для того чтобы получить пленки оксида цинка с проводимостью дырочного типа необходимо, во-первых, подавить проводимость электронного типа, вызванную дефицитом кислорода, а во-вторых, ввести в пленку достаточное число акцепторных примесей. Согласно теоретическим оценкам среди различных акцепторных добавок (Li, Ag, Si и др.) азот является наилучшим кандидатом

[26]. Пленки ZnO с проводимостью дырочного типа были получены магнетронным распылением [11,12] и методом ИЛН [16,17]. В работе [17] применялся метод совместного легирования галлием и азотом, при этом полученные пленки имели удельное сопротивление $\rho = 0,005$ Ом·см. В качестве источника азота в [17] использовался N_2O . В наших экспериментах для получения проводимости дырочного типа мы брали смесь $N_2 - O_2$ в качестве буферного газа. Напыление проводилось при следующих условиях: $T_d = 380$ °C, $P_O = 10$ мТор и $P_N = 20$ мТор. После напыления все пленки оказались диэлектриками. Как указывалось выше, при этих условиях, но в отсутствие азота мы получали пленки с проводимостью электронного типа. Это означает, что введение азота подавило электронную проводимость. После напыления пленки отжигались при $T_a = 400$ °C и $P_O = 1$ атм в течение одного часа. Измерения показали, что пленки после отжига приобретают проводимость дырочного типа и их удельное сопротивление составляет $0,08$ Ом·см. Следует отметить, что изменение условий напыления (парциального давления газов на 10%, а температуры на 30 °C) приводило к резкому возрастанию удельного сопротивления пленок (в 50-60 раз).

На рис.4 приведены спектры ФЛ пленок оксида цинка на кремниевой и сапфировой подложках. Толщина пленок в этих экспериментах составляла 150 нм. При одинаковых интенсивностях накачки ($I < 1$ МВт/см²) интенсивность ФЛ пленок ZnO на кремниевых подложках была в 100 раз меньше интенсивности ФЛ как пленок на сапфировых

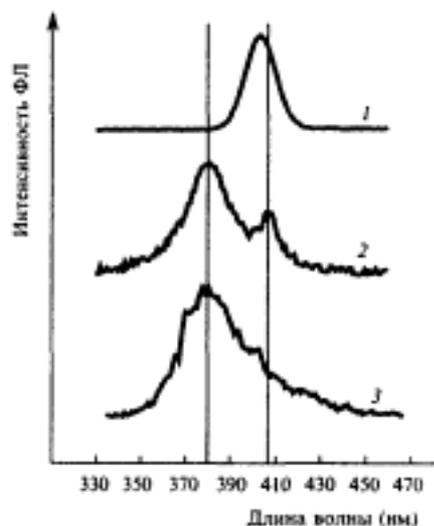


Рис.4. Спектры фотолюминесценции пленок ZnO на сапфировой (1) и кремниевой (2) подложках, а также монокристалла (3).

подложках, так и монокристалла ZnO. Спектр люминесценции пленок на кремниевой подложке (кривая 2) состоит из двух пиков на $\lambda = 382$ и 406 нм. Первый пик соответствует излучению свободных экситонов, а второй — рекомбинационному излучению электронно-дырочной плазмы (ЭДП) [8].

Исследование зависимости спектров ФЛ от давления кислорода во время напыления пленок показало, что при увеличении давления интенсивность пика свободных экситонов возрастает, и при $P_O = 50$ мТор он доминирует в спектре. Излучение ЭДП зарегистрировать в этих условиях не удается. Отжиг пленок в атмосфере кислорода ($P_O = 1$ атм, $T_a = 400$ °С) также вызывает слабый рост (приблизительно в два раза) интенсивности экситонной линии. Объяснить такое поведение можно следующим образом. Хорошо известно, что пленки оксида цинка содержат большое число различных дефектов (кислородные вакансии, цинковые междоузлия и т.д.). Наличие дефектов приводит к увеличению поглощения со стороны длинноволнового края фундаментальной полосы поглощения, где и располагаются линии ФЛ [27]. Как напыление при относительно высоком давлении кислорода, так и отжиг в кислородной атмосфере уменьшают концентрацию дефектов (во всяком случае концентрацию кислородных вакансий). Уменьшение поглощения приводит к росту интенсивности ФЛ.

В экспериментах не было обнаружено сколько-нибудь значительного влияния температуры напыления на спектры ФЛ. Интенсивность ФЛ падала при $T_d > 400$ °С, что может быть объяснено уменьшением толщины пленок в этих условиях.

Спектр ФЛ обладающих электронной проводимостью пленок ZnO на сапфировых подложках (рис.4, кривая 1) имеет один пик на $\lambda = 402$ нм. Пик смещается в красную сторону при увеличении интенсивности накачки. Согласно идентификации, предложенной в [8], пик соответствует рекомбинации ЭДП. Сравнение спектров ФЛ различных пленок одинаковой толщины, но напыленных при разных температурах показало, что интенсивность ФЛ увеличивается с ростом T_d . Отжиг пленок в кислородной атмосфере также вызывает рост интенсивности ФЛ в 3-5 раз. Причина такого поведения та же, что и в случае кремниевых подложек — уменьшение концентрации кислородных вакансий.

Как интенсивность, так и длина волны рекомбинационного пика ЭДП зависят от интенсивности накачки I (рис.5). Сдвиг длины волны составляет 13 нм при увеличении интенсивности накачки в 10 раз ($\lambda = 400$ нм при $I = 80$ МВт/см² и $\lambda = 413$ нм при $I = 800$ МВт/см²), что вызвано перенормировкой

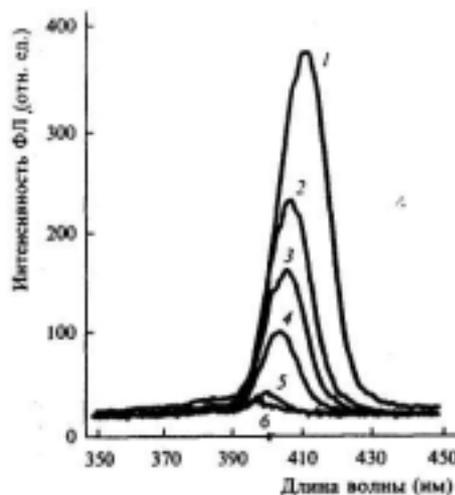


Рис.5. Влияние интенсивности накачки на спектр фотолюминесценции пленки ZnO на сапфировой подложке: $I = 800$ (1), 500 (2), 320 (3), 200 (4), 130 (5) и 80 МВт/см² (6).

ширины запрещенной зоны из-за высокой концентрации возбужденных частиц [8]. Экспериментально обнаружена нелинейная зависимость интенсивности линии, соответствующей рекомбинации ЭДП, от интенсивности накачки. Изменение интенсивности накачки в 10 раз (от 80 до 800 МВт/см²) приводило к росту интенсивности рекомбинационной линии ЭДП в 70 раз. Нелинейный рост интенсивности люминесценции характерен для вынужденного излучения. В то же время для полного доказательства того, что в наших экспериментах наблюдается вынужденное излучение необходимы дополнительные детальные исследования спектра люминесценции (его ширины, модовой структуры и др.)

Временная зависимость сигнала ФЛ пленок с проводимостью n -типа на сапфировой подложке приведена на рис.6 (кривая 2). Для сравнения там же показан сигнал ФЛ монокристалла ZnO (кривая 1), полученный при тех же условиях возбуждения и регистрации. Временное разрешение этих измерений составляло около 30 пс. Длительность сигнала люминесценции пленки по полувысоте была равна 35 пс (кривая 2), что совпадает с временным разрешением системы. Малая длительность люминесценции подтверждает наше предположение о том, что мы наблюдали вынужденное излучение, поскольку длительность импульса накачки составляла 300 фс.

Существенно другое поведение спектров ФЛ имело место для пленок с дырочной проводимостью (рис.7). Эти спектры содержали только одну линию с $\lambda = 390$ нм, что хорошо соответствует Р-ветви полосы

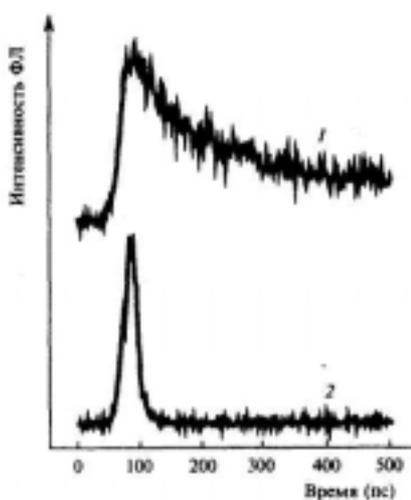


Рис.6. Временные зависимости интенсивности фотолюминесценции монокристалла (1) и пленки ZnO на сапфировой подложке (2).

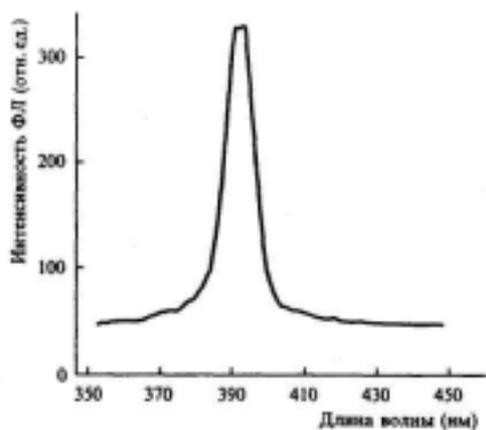


Рис.7. Спектр фотолюминесценции пленки ZnO с проводимостью *p*-типа.

экситон-экситонных упругих столкновений [8]. При одинаковых условиях возбуждения пик ФЛ имел практически одинаковую интенсивность для пленок с проводимостью *p*- и *n*-типа. Как указывалось выше, пленки *p*-типа получались в очень узком диапазоне параметров процесса напыления, поэтому нам не удалось определить влияние условий напыления на спектры ФЛ для пленок *p*-типа. Как и в случае пленок *n*-типа, для пленок с дырочной проводимостью наблюдался нелинейный рост интенсивности ФЛ при увеличении интенсивности накачки. Однако в случае пленок *p*-типа длина волны единственной наблюдавшейся линии не зависела от интенсивности накачки, что вполне естественно, если эта линия соответствует *P*-ветви экситон-экситонных столкновений [8].

4. Выводы

Таким образом, в результате проведенных экспериментов установлено, что:

1. Использование промежуточного экрана позволяет полностью предотвратить попадание на пленку капель и микрочастиц, неизбежно возникающих при лазерной абляции мишени в случае ИЛН.

2. Методом ИЛН могут быть получены пленки оксида цинка с проводимостью как электронного, так дырочного типа. Для получения пленок *p*-типа целесообразно использовать смесь $N_2 - O_2$ в качестве буферного газа.

3. Пленки ZnO, полученные методом ИЛН с использованием промежуточного экрана, обладают хорошим фотолюминесцентными свойствами. При лазерном возбуждении наблюдается нелинейный рост интенсивности люминесценции.

Работа выполнена при поддержке грантов НАТО Sfp973686 и Фонда национальных исследований (NSF) США DMR-9732023.

Литература

1. Физические величины, справочник. Под ред. И.С.ГригорьевЕ.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
2. Mitsuyu T., Ogo S., Wasa K. *J. Appl. Phys.*, **51**,2646 (1980).
3. Wenas W.W., Yamada A., Takahashi K. *J. Appl. Phys.*, **70**, 71(1991).
4. Li Y., Tompa G.S., Liang S., Gorla C, Lu Y., Doyle J. *J. Vac. STechno!*, **16**,1063 (1997).
5. Huang A.V., Mehra R.M., Buthrath N., Wakahara A., Yoshida J. *J. Appl. Phys.*, **90**, 5661 (2001).
6. Wong E.M., Searson P.C. *Appl. Phys. Lett.*, **74**,2939 (1999).
7. Kawasaki M., Ohtomo A., Ohkubo I., Koinuma H., Tang Z.K., Yu P., Wang G.K.L., Zhang B.P., Segawa Y. *Mater. Sci. Eng. B*, **56**,2 (1998).
8. Chen Y., Bagnall D., Yao T. *Mater. Sci. Eng. B*, **75**,190 (2000).
9. Bae S.H., Lee A.Y., Jin B.J., Im S. *Appl. Sur. Sci.* **154-155**, 4(2000).
10. Huang M.H., Mao S., Feick H., Yan H., Wu Y., Kind H., Weber-Russo R., Yang P. *Science*, **292**, 1897 (2001).
11. Tuzemen S., Xiong G., Wilkinson J., Mischuck B., Ucer K. Williams R.T. *Physica B*, **308-310**, 1197 (2001).
12. Xiong G., Wilkinson J., Mischuck B., Tuzemen S., Ucer K. Williams R.T. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 1195 (2002).
13. Zhaochun Z., Baibiao H., Yongqin Y., Deliang C. *Mater. Sci. Eng.* **86**,109(2001).
14. Choopun S., Vispute R.D., Noch W., Balsano A., Sharma R. Venkatesan T., Iliadis A., Look D.C. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3947(1999).
15. Sun X.W., Kwok H.C. *J. Appl. Phys.*, **86**,408 (1999).
16. Ryu Y.R., Kim W.J., White H.W. *J. Crystal Growth*, **219**,419 (2001).

17. Joseph M., Tabata H., Saeki H., Ueda K., Kawai T. *Physica B*, 30-2-303,140(2001).
18. Буримов В.Н., Попков В.Л., Жерихин А.Н. *Квантовая электроника*. 23,73 (1996).
19. Brailovsky A.B., Garonov S.V., Luchin V.I. *Appl. Phys. A*. 61,81(1995).
20. Campbell J.A. *Chemical Systems* (San Francisco: W.H.Freeman and Co., 1970).
21. Lokhande B.J., Patil P.S., Uplane M.D. *Physica B*, **302-303**,59(2001).
22. Jiang H.G., Ruhle M., Lavernia E.J. *J. Mater. Res.*, 14, 549 (1999)
23. Chen Y., Dagnall D.V., Koh H., Park K., Hiraga K., Zhu Z., Yao T. *J. Appl. Phys.*, 34, 3912 (1998).
24. Ellrner K. *J. Phys. D*, 34, 3097 (2001).
25. Jarzebski Z.M. In: *Oxide Semiconductors*. Ed. by B.Grzybows Swierkosz, B.R.Pamplin (Oxford: Pergamon, 1973).
26. Yamamoto T., Yoshida H.K. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38, L166 (1999).
27. Srikant V., Clarke D.R. *J. Appl. Phys.*, 81, 6357 (1997).