

УДК 53.082.53:544.023.2

Оптические свойства пленок Ta_2O_5 в коротковолновой области спектра

О. Д. Вольпян, Ю. А. Обод, П. П. Яковлев

Исследовались пленки Ta_2O_5 , полученные магнетронным распылением Ta-мишени. Оптические параметры пленок определялись из диэлектрической функции, соответствующей модели Друде—Лорентца. Параметры модели вычислялись по результатам измерений коэффициента пропускания. В диапазоне длин волн $\lambda = 0,275—0,5$ мкм показатели преломления и поглощения пленок изменяются в пределах $2,49—2,14$ и $(9,0—0,1) \cdot 10^{-2}$, соответственно. Установлено, что скорость роста пленок зависит от знака потенциала смещения и характера тока питания магнетрона. Ширина запрещенной зоны пленкообразующего материала лежит в пределах $4,02—4,13$ эВ.

PACS: 52.25.-b

Ключевые слова: магнетронное распыление, оптические свойства, пленки Ta_2O_5 , дисперсионная модель Друде—Лорентца.

Введение

Пленки пентаоксида тантала (Ta_2O_5) получили широкое распространение в оптическом приборостроении и микроэлектронике. Эти пленки имеют довольно высокий и однородный по толщине показатель преломления и характеризуются малым поглощением и рассеянием излучения, в том числе в ультрафиолетовой области спектра. Благодаря этим свойствам пленки Ta_2O_5 используются в оптоэлектронных приборах в качестве волноводных структур [1], а также как высокопреломляющая компонента в составе интерференционных зеркал для лазерных гироскопов.

Пленки Ta_2O_5 имеют высокую электрическую прочность и большие значения статической диэлектрической постоянной ($\epsilon = 20—26$) [2]. При этом оптическая ширина запрещенной зоны пленок стехиометрического состава ≈ 4 эВ. Эти свойства позволяют рассматривать пленки Ta_2O_5 как перспективный объект для использования в качестве подзатворных диэлектриков ("high-k-материалы") в МДП-структурах.

Высокая точка плавления пленкообразующего материала указывает на термическую устойчивость, химическую стабильность и хорошую адгезию пленок.

В тонкопленочной технологии метод и условия изготовления определяют структуру пленок и, следовательно, их оптические и электрофизические свойства. В зависимости от функционального назначения при изготовлении пленок Ta_2O_5 применяется различная техника, в том числе плазмохимическое осаждение [3], золь-гель метод [4], лазерная абляция [5]. Для оптических целей пленки Ta_2O_5 изготавливаются методами электронно-лучевого [6, 7] и ионно-лучевого [8—10] испарения, а также магнетронным распылением мишени постоянным и высокочастотным током [11—14].

Температурный режим при изготовлении пленок Ta_2O_5 и последующая термообработка определяют их структуру и морфологию поверхности. Пленки, нанесенные на ненагреваемые подложки, имеют аморфную структуру [11]. При нанесении на подложки, нагретые до 450 °С, пленки Ta_2O_5 образуют моноклинную структуру (β - Ta_2O_5) с преимущественной ориентацией [2]. Отжиг пленок Ta_2O_5 при высокой температуре приводит последовательно к формированию гексагональной структуры (δ - Ta_2O_5) при $t_a \sim 800$ °С и орторомбической (L - Ta_2O_5) при $t_a \sim 900—1000$ °С [2]. Очевидно, что полиморфные превращения на стадии роста пленок происходят при более низкой температуре.

При термообработке пленок наблюдается уменьшение шероховатости поверхности и небольшой рост показателя преломления. Однако при этом заметно увеличиваются потери, связанные с поглощением излучения в коротковолновой части спектра [10].

Таким образом, для оптических применений пленки Ta_2O_5 следует наносить на ненагреваемые подложки. Поэтому наиболее подходящим является метод магнетронного распыления, позволяю-

Вольпян Олег Дмитриевич, начальник лаборатории.
Яковлев Петр Петрович, ведущий научный сотрудник.
ФГУП «НИИ "Полус"» им. М. Ф. Стальмаха.
Россия, 117342, Москва, ул. Введенского, 3.
Тел. (495) 720-54-64. E-mail: o.d.volpian@rambler.ru
Обод Юрий Александрович, ведущий инженер.
ООО "Фотрон-Авто".
Россия, 107066, Москва, ул. Нижняя Красносельская, 14.

Статья поступила в редакцию 20 марта 2012 г.

© Вольпян О. Д., Обод Ю. А., Яковлев П. П., 2012

щий получать пленки тугоплавких оксидов с плотностью упаковки $P > 0,98$ без разогрева подложек в технологическом процессе.

Эффективное применение пленок Ta_2O_5 в составе оптических покрытий предполагает знание дисперсионных зависимостей оптических параметров. Для диэлектрических материалов в спектральной области прозрачности эта задача обычно решается методом аппроксимации дисперсионных зависимостей показателей преломления $n(\lambda)$ и поглощения $k(\lambda)$ на основе данных, полученных из спектрофотометрических и эллипсометрических измерений [2, 10, 14, 15]. Однако использование этой вычислительной процедуры не позволяет добиться удовлетворительного совпадения вычисленных и экспериментальных характеристик пленок в коротковолновой области спектра вблизи края полосы фундаментального поглощения.

Для вычисления оптических свойств аморфных пленок Ta_2O_5 в этой части спектра в работе использовалась модель Друде—Лорентца, позволяющая вычислить комплексную диэлектрическую функцию $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) - i\varepsilon_2(\omega)$. Комплексная функция $\varepsilon(\omega)$ является важнейшей характеристикой твердого тела, на основании которой определяются его оптические свойства, а также оцениваются некоторые электрические параметры (комплексная проводимость, удельное сопротивление) на оптических частотах.

В работе определялись оптические свойства пленок Ta_2O_5 в коротковолновой области спектра. Непосредственно исследовались пленки, изготовленные реактивным магнетронным распылением Та-мишени постоянным и импульсным током ультразвуковой частоты при инвертировании потенциала смещения на дополнительном аноде. При этом параметры функции $\varepsilon(\omega)$ вычислялись из измерений коэффициента пропускания образцов пленок Ta_2O_5 .

Изготовление экспериментальных образцов

Пленки Ta_2O_5 наносились магнетронным распылением Та-мишени постоянным и импульсным (с частотой ~ 22 кГц) стабилизированным током в смеси аргона (80 % по объему) и кислорода (20 %). Вакуумное оборудование, конструкция магнетронной системы ионного распыления (МСИР) и источники питания описаны в работах [14, 16, 17]. МСИР включала дополнительный кольцевой анод, расположенный между подложкой и мишенью на расстоянии 25 мм от нее. На анод от внешнего источника подавался фиксированный постоянный потенциал смещения $U_A = 40$ В с возможностью изменения его знака. Дополнительный анод является эффективным инструментом управления ион-

ным и электронным токами в плазме магнетронного разряда, определяющими условия роста пленок. При этом следует иметь в виду, что при нанесении диэлектрических пленок достаточно большой толщины возникает эффект "исчезающего" анода, снижающий эффективность его применения [18].

В технологическом процессе давление газовой смеси в вакуумной камере поддерживалось постоянным $p = 7,2$ мТорр с помощью прецизионного вакуумного натекавателя с пьезострикционным приводом. Пленки наносились на плоские подложки из кварцевого стекла КУ-2 толщиной 1,5 мм без предварительного нагрева. За время нанесения пленок (240 с) температура подложек не превышала 80 °С. Подложки располагались неподвижно на расстоянии 60 мм от поверхности мишени. Механизм перемещения подложек был изолирован от корпуса установки, т. е. подложкодержатель находился под "плавающим" потенциалом (ток через арматуру равен нулю).

Основные параметры технологического процесса, т. е. величина тока магнетронного разряда I_d (в скобках указан вид тока питания МСИР), его мощность W и потенциал на дополнительном аноде U_A приведены в табл. 1, где указаны вычисленные значения толщины d и скорости роста V исследуемых пленок, их показатели преломления n и поглощения k на длине волны $\lambda = 0,35$ мкм, а также величина энергии, соответствующей краю полосы фундаментального поглощения E_g . В двух последних строках приведены параметры, характеризующие вычислительную процедуру, а именно, минимальное значение целевой функции $F_{\min}(\vec{x})$, являющееся критерием прекращения вычислений, и число ее вычислений N_F , обеспечивающих достижение точки минимума.

Таблица 1

Технологические параметры изготовления пленок Ta_2O_5

Образец	8	9	10	11
U_A , В	-40	+40	-40	+40
$I_{p,2}$, А	0,8 (~)	0,8 (~)	0,8 (=)	0,8 (=)
W , Вт	321	310	358	355
d , мкм	0,1814	0,1651	0,1662	0,1714
V , Å/с	7,6	6,9	6,9	7,1
n	2,301	2,347	2,331	2,343
$k \cdot 10^{-3}$	6,23	3,65	4,63	4,31
E_g , эВ	4,13	4,13	4,13	4,02
$F_{\min}(\vec{x})$	0,0077	0,0076	0,0071	0,0077
N_F	13632	17472	15552	12480

Дисперсионная модель пленки

Величина $\varepsilon(\omega)$ определяет связь между электрическим смещением \mathbf{D} и электрическим полем \mathbf{E}

электромагнитной волны. Для статического электрического и низкочастотного электромагнитного полей эта связь имеет пропорциональный характер, т. е. $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$. При взаимодействии среды с излучением на частотах, сравнимых с частотами электронных или молекулярных колебаний, при которых проявляется поляризация вещества, это соотношение нарушается и величина ϵ рассматривается как функция частоты электромагнитного поля. Функция $\epsilon(\omega)$ показывает, во сколько раз взаимодействие между зарядами в материальной среде меньше, чем в вакууме. Для изотропной и однородной среды диэлектрическая проницаемость является скалярной величиной, связанная с комплексным показателем преломления среды соотношением $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2 = (n - ik)^2$. Отсюда в явном виде показатели преломления n и поглощения k среды определяются как:

$$n = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + \epsilon_1)}, \quad k = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} - \epsilon_1)}.$$

На рис. 1 приведены спектральные зависимости коэффициентов пропускания чистой подложки $T_S(\lambda)$ и подложки с пленкой $T_f(\lambda)$. Из сопоставления графиков видно, что для длин волн $\lambda < 0,3$ мкм формируется область фундаментального поглощения пленкообразующего материала, обусловленного межзонными переходами, приводящими к увеличению концентрации электронов в зоне проводимости. По этой причине для описания оптических и диэлектрических свойств пленок Ta_2O_5 вблизи края фундаментального поглощения использовалось приближение свободных электронов.

T , отн. ед.

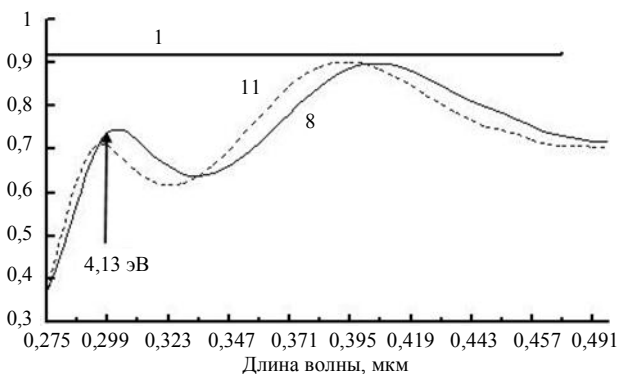


Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента пропускания T чистой подложки (1) и подложек с пленками Ta_2O_5 (образцы 8 и 11)

Учитывая свойство аддитивности, диэлектрическую функцию можно представить как $\epsilon(\omega) = \epsilon_D(\omega) + \epsilon_L(\omega)$. Первое слагаемое описывает

частотную зависимость диэлектрической проницаемости, соответствующую модели Друде. Эта модель учитывает вклад в диэлектрическую функцию, вызванный возбуждением электронов в зоне проводимости. Второе слагаемое соответствует модели Лорентца и описывает диссипацию излучения, связанную с межзонными переходами.

Частотная зависимость комплексной диэлектрической функции в рамках модели Друде записывается в виде [15]:

$$\epsilon_D(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma_r}. \quad (1)$$

Функция $\epsilon_D(\omega)$ описывает незранированную электронную плазму с плазменной частотой ω_p , значение которой постоянно для каждого конкретного вещества, и фактором затухания Γ_r , характеризующим скорость релаксации плазмы. Фактор затухания определяется рассеянием электронов проводимости на ионах и атомах среды. Его величина также зависит от морфологии поверхности и дефектов структуры пленки. При этом фактор затухания в соответствии с теорией свободных электронов не учитывает электрон-электронные столкновения. Величина, обратная Γ_r , равняется времени релаксации электронной плазмы τ_r .

В исследуемом частотном диапазоне при взаимодействии излучения с веществом можно выделить две энергетические области, граница между которыми определяется величиной кванта энергии излучения, при котором возникает экранирование плазмы [15]:

$$E_{scr} = \frac{\eta\omega_p}{\sqrt{\epsilon_\infty}}, \quad \eta = \frac{h}{2\pi},$$

где h — постоянная Планка.

При энергии кванта электромагнитного поля $E = \eta\omega < E_{scr}$ фактор затухания полагается постоянной величиной $\Gamma_r = \Gamma_{r0}$. Если $E > E_{scr}$, то энергию, соответствующую фактору затухания, можно представить в виде: $\eta\Gamma_r = \eta\Gamma_{r0} E_{scr}^{-s} E^s$. Параметр $s > 0$ определяется механизмом рассеяния электронов в пленке. Введение функциональной зависимости энергии релаксации плазмы расширяет частотную область применения модели Друде. Оценки показывают, что для сред с широкой запрещенной зоной величина $E_{scr} \sim 1$ эВ, т. е. при расчетах функции $\epsilon_D(\omega)$ для таких сред в коротковолновой области спектра следует учитывать зависимость фактора затухания от частоты поля. Таким образом, искомыми параметрами модифицированной модели Друде являются ϵ_∞ , ω_p , Γ_{r0} и s .

В рамках модели Друде плазменная частота определяется как

$$\omega_p^2 = \frac{N_e e^2}{m^* \epsilon_0},$$

где N_e называется эффективной плотностью электронов проводимости; ϵ_0 является электрической постоянной (в системе единиц СИ); величины e и m^* обозначают заряд и эффективную массу электрона, соответственно. Величина эффективной массы определяется взаимодействием кристаллической решетки и электрона, на который действует внешнее электрическое поле. В наиболее простом случае предполагается, что валентная энергетическая зона $E_v(\mathbf{K})$ и зона проводимости $E_c(\mathbf{K})$ в \mathbf{K} -пространстве волнового вектора имеют параболический вид, а m^* является скалярной величиной. При практических расчетах обычно величина эффективной массы $m^* \approx 0,4m$, где m — масса покоя электрона.

Частота неэкранированной плазмы коррелирует с плотностью электронов проводимости, рост которой пропорционален концентрации металлической компоненты в пленке. Увеличение концентрации кислорода в плазмообразующем газе при изготовлении пленок, очевидно, приводит к уменьшению N_e и, следовательно, к уменьшению плазменной частоты.

Диэлектрическая функция затухающего гармонического осциллятора Лорентца записывается в следующем виде [19]:

$$\epsilon_L(\omega) = \sum_{j=1}^J \frac{f_j \omega_{0j}^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_j}, \quad (2)$$

где f_j — весовая функция, которой иногда приписывается смысл силы осциллятора;

ω_{0j} — собственная частота j -го диполя;

γ_j — постоянная затухания вынужденных колебаний j -го осциллятора.

Суммирование в данном случае выполняется по числу осцилляторов j , принимаемых во внимание при расчетах. Таким образом, в выражении (2) искомыми коэффициентами являются f_j , ω_{0j} и γ_j .

При исследовании аморфных полупроводников и диэлектриков для описания оптических свойств часто оказывается достаточным использовать один член суммы. При анализе кристаллических структур из-за анизотропии их оптических свойств число членов суммы может достигать четырех. Однако в этом случае число измерений характеристик исследуемого объекта также возрастает, поскольку они выполняются с учетом кристаллографических направлений.

Обсуждение результатов

Вычисление параметров диэлектрической функции основано на использовании методов многопараметрической оптимизации. Первый шаг в этом случае состоит во введении целевой функции, оценивающей отклонение измеренной и вычисленной характеристик исследуемой пленки. Поскольку в работе вычисление коэффициентов функции $\epsilon(\omega)$ выполнялось по результатам измерения спектральных зависимостей коэффициента пропускания $T_f(\lambda_i)$ пленки, то целевая функция представлялась в виде среднеквадратичного отклонения текущей характеристики $T(\bar{x}, \lambda_i)$ от измеренной:

$$F(\bar{x}) = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N [T(\bar{x}, \lambda_i) - T_f(\lambda_i)]^2}. \quad (3)$$

Здесь \bar{x} — вектор-столбец, компонентами которого являются искомые параметры диэлектрической функции пленки, а также ее геометрическая толщина d ; через N обозначено число точек дискретизации спектрального интервала, в которых выполняются измерение и вычисление коэффициентов пропускания пленки.

Таким образом, задача сводится к нахождению минимального значения функции $F_{\min}(\bar{x})$ в смысле выбранного критерия. В данной работе использовался алгоритм покоординатного спуска, не связанный с вычислением производных целевой функции. Суть алгоритма заключается в последовательном поиске минимума по каждой координате вектора \bar{x} , который выполняется методом "золотого сечения". При записи целевой функции в виде (3) по величине $F_{\min}(\bar{x})$ можно судить о степени совпадения экспериментальной и вычисленной характеристик исследуемых пленок в каждой точке исследуемого спектрального интервала. Из табл. 1 следует, что $F_{\min}(\bar{x})$ имеют практически одинаковые значения, что свидетельствует о корректном выборе надстроечных параметров вычислительного алгоритма. При этом отклонение измеренных и вычисленных спектральных характеристик пленок лежит в пределах 1 %.

Вычисленные параметры моделей Друде и Лорентца приведены в табл. 2 и 3. В табл. 2 также приведены оценки плотности электронов проводимости N_e , времени релаксации τ и указана энергия экранирования электронов плазмы E_{scr} . Отметим, что величина N_e для пленок Ta_2O_5 почти на два порядка меньше, чем в серебряных пленках. Формальное применение приближения свободных электронов показывает, что плазменная частота ω_p для пленок Ta_2O_5 расположена на красной границе

спектра. Если предположить, что значение ω_p зависит от содержания в пленке металлической компоненты в свободном состоянии, то по значению плазменной частоты можно оценить отклонение от ее стехиометрического состава.

Таблица 2

Параметры модели Друде для пленок Ta₂O₅ и основные характеристики электронной плазмы

Образец	8	9	10	11
ϵ_∞	5,6143	5,6491	5,5722	5,5153
$\eta\omega_p$, эВ	2,7084	3,1004	3,0340	2,9200
$\eta\Gamma_p$, эВ	0,0168	0,0006	0,0006	0,0006
s	0,034	0,071	0,380	0,725
E_{scr} , эВ	1,19	1,30	1,28	1,24
N_{es} , 10^{22} см ⁻³	2,7	3,5	3,4	3,1
τ , с	$3,9 \cdot 10^{-14}$	$1,1 \cdot 10^{-12}$	$4,6^{-12}$	$1,1 \cdot 10^{-12}$

Таблица 3

Параметры модели Лорентца для пленок Ta₂O₅ (двухосцилляторное приближение)

Образец	8	9	10	11
f_1	0,6080	2,3813	2,3090	1,8407
$\eta\omega_{01}$, эВ	4,6110	6,5832	6,5228	5,4410
$\eta\gamma_1$, эВ	0,5811	0,1589	0,2429	0,0772
f_2	1,6167	0,3900	0,3801	0,4498
$\eta\omega_{02}$, эВ	4,9198	4,5285	4,5268	4,5146
$\eta\gamma_2$, эВ	0,0006	0,2537	0,2448	0,3175

Модельные расчеты показали, что для получения удовлетворительного совпадения вычисленных и экспериментальных спектральных характеристик пленок Ta₂O₅ в соотношении Лорентца (2) достаточно выбрать два члена суммы.

Как следует из табл. 1, оптические параметры пленок Ta₂O₅ слабо зависят от характера тока питания магнетрона и знака потенциала смещения на дополнительном аноде. Это также видно из графиков дисперсионных зависимостей показателей преломления и поглощения, приведенных на рис. 2 и 3 (обозначения на графиках соответствуют номерам образцов). Из рис. 2 можно видеть, что в области фундаментального поглощения дисперсия $n(\lambda)$ имеет аномальный характер и не зависит от технологических условий.

Известно, что скорость роста, в частности, оксидных пленок, полученных магнетронным распылением, практически линейно зависит от мощности разряда [14]. Поскольку мощность разряда в пределах ошибки измерения его напряжения остается постоянной для каждого вида тока питания, то можно предположить, что заметное влияние на скорость роста пленок Ta₂O₅ оказывает выбор знака потенциала смещения. При распылении мише-

ни импульсным током и при отрицательном U_A геометрическая толщина пленки оказывается существенно больше, чем при положительном смещении. При получении пленок на постоянном токе (при близких значениях мощности разряда) ситуация оказывается обратной. В этом случае при положительном значении U_A скорость роста пленки больше, чем при отрицательном смещении, хотя эффект выражен слабее, чем при питании магнетронного источника импульсным током. Уменьшение скорости роста пленок Ta₂O₅ при отрицательном потенциале смещения ($U_A = -100$ В) наблюдалось также в работе [20].

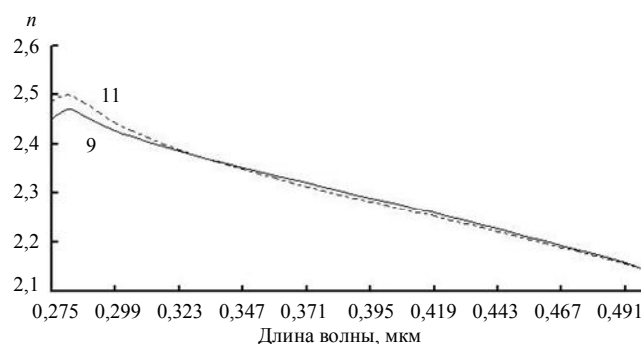


Рис. 2. Дисперсионные зависимости показателя преломления n пленок Ta₂O₅ (образцы 9 и 11)

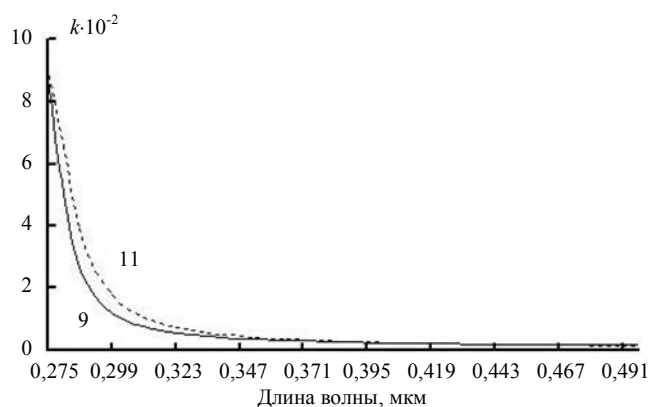


Рис. 3. Дисперсионные зависимости показателя поглощения пленок Ta₂O₅ (образцы 9 и 11)

Модель Друде—Лорентца, в отличие от моделей, например, Фороухи—Блумера и Тауца—Лорентца, [21] не позволяет непосредственно вычислить значение ширины запрещенной зоны E_g . В области $E < E_g$ диэлектрические и полупроводниковые материалы показывают слабое экспоненциальное уменьшение показателя поглощения с ростом длины волны, который, однако, имеет ненулевые значения во всей области прозрачности. В оптике тонкослойных покрытий такое поведение дисперсионной зависимости $k(\lambda)$ получило название "хвоста" Урбаха. Наличие малого поглощения в области прозрачности связывается со структурными дефектами, а также загрязнениями, являю-

щимися следами веществ, применяемых при химической подготовке подложек для нанесения пленок. При высокой концентрации дефектов (строго говоря, характерных для пленок любых материалов) в силу их сложного взаимодействия выделить каждый фактор не представляется возможным.

При исследовании прямозонных пленкообразующих материалов с большой шириной запрещенной зоны для вычисления ее величины часто используется модель Тауца [21]:

$$f \equiv E\sqrt{\varepsilon_2} = B_T(E - E_g),$$

где B_T — постоянная величина. В основе экстраполяции Тауца лежит предположение, что зоны $E_c(\mathbf{K})$ и $E_v(\mathbf{K})$ вблизи края полосы фундаментального поглощения имеют параболическую форму. Кроме того, матричный элемент оператора дипольного момента в рамках одноэлектронного приближения полагается постоянным, не зависящим от энергии электромагнитного поля. В этом случае величина энергии, соответствующая краю полосы поглощения (оптическая ширина запрещенной зоны), оценивается с помощью линейной экстраполяции функции $f \equiv E\sqrt{\varepsilon_2}$ до нуля ординаты.

На рис. 4 приведены зависимости функции f от энергии поля для пленок Ta_2O_5 . Из рисунка следует, что прямые, экстраполирующие высокоэнергетическую часть функции $f(E)$, с осью абсцисс пересекаются в точках $E = 4,04$ эВ (образец 11) и $E = 4,13$ эВ (образец 8). На рис. 1 для образца 8 стрелкой показано спектральное положение края полосы фундаментального поглощения, вычисленное по модели Тауца. Из рис. 4 видно существование двух областей, соответствующих разным механизмам поглощения излучения. При энергии фотона $E > 4,2$ эВ область резкого увеличения функции $f(E)$ соответствует оптическим переходам из валентной зоны в зону проводимости. Существование второго механизма диссипации энергии излучения при $E < 4,2$ эВ можно объяснить "очисткой" запрещенной зоны от примесных уровней. Оба участка графиков $f(E)$ удовлетворительно аппроксимируются линейными функциями.

Очевидно, что оценки ширины запрещенной зоны определяются типом оптического перехода и выбором описывающей его модели. Во многих случаях авторы не приводят описания процедуры определения E_g . Тем не менее, вычисленные значения E_g в данной работе согласуются со значениями ширины запрещенной зоны пленок Ta_2O_5 , приведенных в ряде работ: $E_g = 4,07$ и $4,5$ (магнетронное распыление на постоянном токе и анод-

ное окисление, соответственно) [12], $E_g = 3,75$ (золь-гель метод) [4].

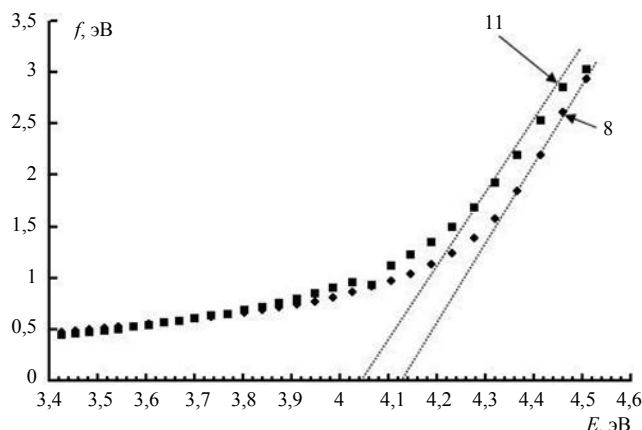


Рис. 4. Зависимость функции $f = E\sqrt{\varepsilon_2}$ от энергии фотона для пленок Ta_2O_5 (образцы 8 и 11)

Заключение

В работе исследовались оптические свойства пленок Ta_2O_5 , полученных реактивным магнетронным распылением Та-мишени постоянным и импульсным током ультразвуковой частоты при инвертировании напряжения смещения на дополнительном аноде ± 40 В. Дисперсионные зависимости показателей преломления и поглощения пленок в спектральном интервале $0,275\text{—}0,5$ мкм вычислялись из диэлектрической функции, соответствующей модели Друде—Лорентца. Ширина запрещенной зоны пленок определялась методом экстраполяции Тауца. Пленки Ta_2O_5 , нанесенные на ненагреваемые подложки, имеют однородный показатель преломления по толщине. Знак потенциала смещения на дополнительном аноде, а также характер тока питания магнетронного источника слабо влияют на дисперсионные зависимости оптических постоянных исследованных пленок и положение края фундаментального поглощения, однако, приводят к заметным вариациям скорости роста исследованных пленок.

Литература

1. Parmertier R., Lemarchand F., Catheiliaud M., Lequime M., Amra C., Labat S., Bozzo S., Booquet F., Charaf A., Thomas O., Dominici C. // *Appl. Optics*. 2002. V. 41. No. 16. P. 3270.
2. Zhou J., Luo D., Li Y., Liu Z. // *Trans. Nonferrous Met. Soc. China*. 2007. V. 19. P. 359.
3. Szymonovsky H., Zabeida O., Klemberg-Sapieha J. E., Martini L. // *J. Vac. Shi. Techn. A: Vacuum, Surfaces and Films*. 2005. V. 23. Issue 2. P. 241.
4. Ghodsi F. E., Tepehan F. Z., Tepehan G. G. // *Thin Solid Films*. 1997. V. 295. Issues 1, 2. P. 11.
5. Buliř J., Jelink M., Mazetti E., Larciprete R. // *Laser Physics*. 1998. V. 8. No. 1. P. 352.

6. Malacara-Hernandes Z., Baumeister P. // Appl. Optics. 1980. V. 19. No. 11. P. 1737.
7. Hertann W. C. // J. Vac. Sci. Technol. 1981. V. 18. No. 3. P. 1303.
8. Lee Ch., Jun D.-J. // Thin Solid Films. 2005. V. 483. Issues 1—2. P. 130.
9. Song Y., Sakurai T., Maruta K., Matusita A., Matsumoto S., Saisho K., Kikuchi K. // Vacuum. 2000. V. 59. P. 755.
10. Вольян О. Д., Яковлев П. П. // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 3. С. 29.
11. Guoping Ch., Ligzhen L., Suixin Zh., Haokang Zh. // Vacuum. 1990. V. 41. Issues 4—6. P. 1204.
12. Rubio F., Albella J. M., Denis J., Martinez-Duart J. M. // J. Vac. Sci. Technol. 1982. V. 21. No. 4. P. 1043.
13. Hichwa B. P., Caskey G., Setz D., Harlow D. // J. Vac. Sci. Technol. A 5. 1987. No. 4. P. 1775.
14. Вольян О. Д., Яковлев П. П., Мешков Б. Б., Обод Ю. А. // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 9. С. 56.
15. Lai F., Lin L., Gai R., Lin Y., Huang Z. // Thin Solid Films. 2007. V. 515. P. 7387.
16. Кошеверский Е. В., Левчук Е. А., Новопашии В. В., Яковлев П. П. // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1993. Вып. 3—4. С. 55.
17. Вольян О. Д., Обод Ю. А., Яковлев П. П., Мешков Б. Б. // Оптический журнал. 2000. Т. 67. № 10. С. 40.
18. Вольян О. Д., Кузьмичев А. И. // Прикладная физика. 2008. № 3. С. 34.
19. Von Rottkay K., Rubin M. // Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 1996. V. 426. P. 449.
20. Барыбин А. А., Быстров Ю. А., Комлев А. Е., Мезенов А. В., Шаповалов В. И. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 2. С. 61.
21. Ferlauto A. S., Ferreira G. M., Pearce J. M., Wronski C. R., Collins R. W., Deng X., Ganguly G. // J. Appl. Physics. 2002. V. 92. No. 5. P. 2424.

Optical properties of the Ta₂O₅ films in short-wave spectrum

O. D. Vol'pian, P. P. Yakovlev
 Research Institute "Polyus",
 3 Vvedensky str., Moscow, 117342, Russia
 E-mail: o.d.volpian@rambler.ru

Yu. A. Obod
 Fotron-Auto, Ltd.
 14 Nizhnyaya Krasnoselskaya str., Moscow, 107066, Russia

Optical parameters of the Ta₂O₅ films are determined by Drude—Lorentz model on the results of transmission coefficient measurements.

PACS: 52.25.-b

Keywords: magnetron sputtering, optical properties, Ta₂O₅ films, Drude—Lorentz model.

Bibliography — 21 references.

Received March 20, 2012

* * *