#### УДК 539.234

# СТРУКТУРА И СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК LiNbO<sub>3</sub>

# © 2009 В. М. Иевлев<sup>1</sup>, Н. В. Сидоров<sup>2</sup>, М. Н. Палатников<sup>2</sup>, Е. К. Белоногов<sup>3</sup>, А. В. Костюченко<sup>1</sup>, М. П. Сумец<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет, Университетская пл. 1, 394006 Воронеж, Россия <sup>2</sup> Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И. В. Тананаева Кольского научного центра РАН, ул. Ферсмана 26А, 184200 Апатиты, Мурманской обл., Россия <sup>3</sup>Воронежский государственный технический университет, Московский проспект 14, 394026 Воронеж, Россия <sup>4</sup>Воронежский государственный архитектурно-строительный университет, ул. 20-летия Октября 84, 394006 Воронеж

Поступила в редакцию: 01.09.2009 г.

Аннотация. Методами ПЭМ, ДБЭ, РД, РОР, спектроскопии комбинационного рассеяния света и ACM исследованы состав, субструктура и морфология поверхности пленок толщиной от 0,1 до 2,0 мкм, выращенных на кремнии и гетероструктурах Si-пленка SiO<sub>2</sub> методом высокочастотного магнетронного распыления (ВЧМР) монокристаллической мишени LiNbO<sub>3</sub>. Методиками, основанными на получении вольт-амперных, высокочастотных вольт-фарадных характеристик и частотных зависимостей диэлектрических потерь исследованы электрофизические параметры гетероструктур Si-LiNbO<sub>3</sub>-Al и Si-SiO<sub>2</sub>-LiNbO<sub>3</sub>-Al. Показана возможность получения методом ВЧМР однофазных нанокристаллических пленок LiNbO<sub>3</sub> с элементным составом, близким к стехиометрическому. Установлено, что диэлектрические потери в гетероструктурах Si-SiO<sub>2</sub>-LiNbO<sub>3</sub>-Al и Si-LiNbO<sub>3</sub>-Al носят релаксационный характер и могут быть обусловлены замедленным откликом на переменный сигнал поверхностных состояний, присутствующих на границах раздела LiNbO<sub>3</sub>/SiO, и SiO<sub>2</sub>/Si.

**Ключевые слова**: ниобат лития, тонкие пленки, высокочастотное магнетронное распыление, комбинационное рассеяние света, электрофизические параметры.

## введение

Актуальность исследований закономерностей синтеза пленок LiNbO<sub>3</sub>, их структуры и свойств сохраняется в связи с относительно широким спектром практического применения: гетероструктуры запоминающих устройств, пьезоэлектрические преобразователи акустооптических устройств, оптические и акустические волноводы и т.д. В фундаментальном аспекте — возможность изменения в широких пределах субструктуры пленок позволяет выявлять размерный эффект их свойств. Все еще остается проблемной и задача гетероэпитаксиального роста однофазных пленок ниобата лития.

Были использованы разные подходы к наращиванию пленок LiNbO<sub>3</sub>: жидкофазная эпитаксия [1, 2], химическое осаждение из паровой фазы (CVDпроцесс) [3—6], импульсное лазерное осаждение [7—14], золь-гель метод [15, 16], отжиг полимерного прекурсора [17], дискретное термическое напыление [18]. В вакуумных технологиях наиболее эффективный метод нанесения пленок сложных оксидов с сохранением исходного элементного состава высокочастотное магнетронное распыление (BЧМР). Возможности получения этим методом пленок LiNbO<sub>3</sub> описаны в ряде работ (например, [19—21]), показана возможность наращивания тонких эпитаксиальных пленок [22].

Цель настоящей работы — оценить возможности получения этим методом однофазных пленок на кремнии и гетероструктурах Si-пленка SiO<sub>2</sub>.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пленки толщиной до 2 мкм получали в процессе ВЧМР монокристаллической мишени<sup>1</sup> LiNbO<sub>3</sub> в виде пластин диаметром 65 мм. Распыление производили в среде Ar ( $1 \times 10^{-1}$  Па) при мощности магнетрона 100 Вт и 150 Вт (удельная мощность, выде-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Монокристаллы выращивали в ИХТРЭМС Кольского научного центра РАН

ляемая на мишени 20 и 30 Вт•см<sup>-2</sup> соответственно). При расстоянии между мишенью и подложкой 4,0—5,0 см скорость роста пленки составляла для указанных значений мощности около 10 и 17 нм/ мин. В качестве подложек использовали пластины кремния ориентации (001) и (111) *р*-типа проводимости с удельным сопротивлением 20 Ом•см и гетероструктуры: монокристаллическая пластина Si — аморфная пленка SiO<sub>2</sub>. Для обеспечения процесса синтеза пленок подложки нагревали до температуры не менее 550° С. В отдельных экспериментах пленку наращивали на неподогреваемую подложку.

Исследование структуры, фазового и элементного состава, морфологии поверхности пленок проводили методами просвечивающей электронной микроскопии (ЭМВ-100БР), электронографии (ЭГ-100М), рентгеновской дифрактометрии (ARL X'TRA Thermo Techno), резерфордовского обратного рассеяния (*α*-частицы с энергией 2,3 МэВ), спектроскопии комбинационного рассеяния света, сканирующей зондовой микроскопии (Solver P47).

Электрические свойства гетероструктур исследовали методиками, основанными на получении вольт-амперных и высокочастотных (на частоте 1 МГц) вольт-фарадных характеристик (ВАХ и ВЧ ВФХ). ВАХ снимали с помощью двухкоординатного самописца при скорости развертки по напряжению dV/dt = 0,1 В/с, ВФХ и тангенс диэлектрических потерь — с помощью анализатора импеданса Solartron 1260 при температуре 25° С. Использование ВФХ для гетероструктуры Si-LiNbO<sub>3</sub> было затруднено по причине больших токов утечки.

Контакты для электрических измерений формировали термическим испарением и конденсацией Al в вакууме.



**Рис. 1.** Энергетический спектр РОР ионов гелия с энергией 2,3 МэВ гетероструктуры Si-SiO<sub>2</sub>-LiNbO<sub>3</sub>.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Особенность процесса магнетронного распыления проявляется в эффекте пространственной неоднородности плазменного разряда в синтезе конденсируемой пленки. Он проявляется в том, что фазовый состав и текстура пленок зависит от положения подложки относительно мишени.

Были исследованы тонкие пленки (до 0,1 мкм), сконденсированные при  $T_n = 550^\circ$  С на (111)Si и (001)Si и на поверхности SiO<sub>2</sub>, для следующих позиций подложки относительно зоны эрозии мишени: 1 и 2 — над зоной на расстоянии 4 см и 10 см; 3 и 4 — со смещением в тех же плоскостях за пределы проекции зоны эрозии.

На подложках (001) и (111)Si во всех позициях формируются однофазные пленки LiNbO<sub>3</sub>. На покрытом оксидом кремнии однофазные пленки LiNbO<sub>3</sub> формируются только в позиции 4. В позициях 1—3 формируются тонкие пленки сложного фазового состава, включающие LiNbO<sub>3</sub>, LiNb<sub>3</sub>O<sub>8</sub>, оксиды Nb и возможные продукты активируемой плазмой реакции с SiO<sub>2</sub>.

#### ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ

Распределение элементов по толщине исследовано для пленок толщиной 1,0 и 2,0 мкм в гетероструктурах: Si-SiO<sub>2</sub>-пленка, Si(001) — пленка, выращенных при 550° С на подложках, расположенных над зоной эрозии мишени. На рис. 1 приведен спектр РОР для гетероструктуры Si-SiO<sub>2</sub>-LiNbO<sub>3</sub> (около 2 мкм).

В таблице приведены данные о концентрации основных элементов в объеме пленок и результаты зондирования по толщине гетероструктур.

Таблица 1. Элементный состав пленок на поверхности пластины (001)Si (А) и гетероструктуры (111)Si—SiO<sub>2</sub>(Б)

	Глубина слоя, нм	Концентрация элементов, ат. %				
		Li	Nb	0	Si	C
А	566	20,0	18,0	52,00	0,0	10,0
	1216	20,0	20,0	60,0	0,0	0,0
	1888	20,0	20,0	60,0	0,0	0,0
	1954	0,0	0,0	0,0	100,0	0,0
	42139	0,0	0,0	0,0	100,0	0,0
Б	216	20,0	20,0	60,0	0,0	0,0
	650	20,0	20,0	60,0	0,0	0,0
	1257	0,0	0,0	66,6	33,3	0,0
	19439	0,0	0,0	0,0	100,0	0,0



**Рис. 2.** Электронограммы и микрофотографии субструктур пленок LiNbO<sub>3</sub>, полученных на подогреваемых пластинах (111)Si (a, б), (001)Si (в, г) на расстоянии 4 см над зоной эрозии мишени и гетероструктуре (111)Si-SiO<sub>2</sub> (д, е) на расстоянии 10 см от мишени в стороне от зоны эрозии мишени.

Из таблицы следует, что в объеме пленки элементный состав соответствует стехиометрическому. В приповерхностной области содержится примесь углерода, что характерно для пленок, формируемых в вакуумных системах с паромасляными средствами откачки.

### ФАЗОВЫЙ СОСТАВ, СУБСТРУКТУРА И ОРИЕНТАЦИЯ

Рис. 2 иллюстрирует ориентацию и субструктуру пленок толщиной около 0,1 мкм для  $T_n = 550^{\circ}$  C:  $a, \delta$  — на (001)Si, e, c — на (111)Si (позиция 1),  $\partial, e$ — на Si-SiO<sub>2</sub> (позиция 4). Из электронограмм 2a и 2e следует, что образуются однофазные пленки LiNbO<sub>3</sub>, отсутствуют признаки эпитаксиального роста. На (001)Si и (111)Si формируется преобладающая одноосная текстура <0001>. Размер зерен и субзерен находится в пределах от 10 до 50 нм.

На поверхности SiO<sub>2</sub> в позиции 4 формируются однофазные наноструктурированные пленки произвольной ориентации. Отсутствие других фаз свидетельствует о том, что только термической активации ( $T_n = 550^\circ$  C) недостаточно для реакции на границе SiO<sub>2</sub>-пленка.

На рис. 3 приведены рентгеновские дифрактограммы пленок толщиной 1,0 мкм на (001)Si и 2,0 мкм на (001)Si-SiO<sub>2</sub>. Все пики соответствуют LiNbO<sub>3</sub>, сохраняется сильно выраженная текстура <0001>.

#### МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ

На рис. 4 приведены ACM сканы поверхности и гистограмма распределения высот рельефа для пленок LiNbO<sub>3</sub> толщиной 1,0 мкм на (001)Si

 $(T_n = 550^\circ \text{ C})$ . Латеральный рельеф соответствует зеренной субструктуре пленок, которая, судя по рис. 46, не претерпевает существенных изменений с увеличением толщины от 0,1 до 1,0 мкм. Это указывает на то, что пленки не являются одноориентационными по толщине. Средняя высота неровностей составляет 25 нм.

#### КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Спектры КРС получены<sup>2</sup> с помощью многоканального спектрометра [23] при возбуждении линией 514,5 нм аргонового лазера в геометрии «на отражение». Для подавления рассеянного возбуждающего света от шероховатой поверхности пленок в многоканальном спектрометре использовался двойной предмонохроматор с вычитанием дисперсии, позволивший уверенно регистрировать спектры КРС, начиная с ~35 см<sup>-1</sup>. Точность измерения частот линий  $\pm 2$  см<sup>-1</sup>.

На рис. 5 приведены спектры КРС для пленок толщиной 1,5 мкм на (001)Si (*a*), на Si-SiO<sub>2</sub> ( $\delta$ ), выращенных при  $T_n = 550^{\circ}$  C.

Спектры однозначно соответствуют спектру КРС LiNbO<sub>3</sub> [16]. Линии с частотами 153, 233, 264, 314, 361, 429, 589, 630, 778, 867 см<sup>-1</sup> соответствуют спектру поликристаллического ниобата лития, полученного высокотемпературным синтезом. Однако почти все линии в спектре пленки имеют более низкие (на несколько см<sup>-1</sup>) частоты по сравнению со спектром поли- и монокристалла ниобата лития, что может быть связано с отклонениями от стехиометрии, а также особенностями структуры пленок.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> В институте спектроскопии РАН



Рис. 3. Рентгеновские дифрактограммы пленок толщиной 1,0 мкм на (001)Si (a) и 2,0 мкм на Si-SiO<sub>2</sub> (б).



**Рис. 4.** АСМ-сканы поверхности, снятые в режимах фазового контраста (*a*) и регистрации изменения частоты резонансных колебаний кантилевера (*б*), и распределение высот (*в*) пленки LiNbO<sub>3</sub> толщиной 1,0 мкм на подлож-ке (001)Si.



Рис. 5. Спектры КРС пленок толщиной 1,5 мкм, выращенных на (001)Si (a) и на Si-SiO<sub>2</sub> (б).

Линии с частотами 518, 956, 1125 см<sup>-1</sup> соответствуют спектру КР кремния. Однако линия с частотой 956 см<sup>-1</sup> может соответствовать валентным мостиковым колебаниям атомов кислорода в «частично разрушенных» октаэдрах NbO<sub>6</sub>, которые могут формироваться при магнетронном распылении. Линия с частотой 867 см<sup>-1</sup>, видимо, двойная, что может быть обусловлено разным положением атомов ниобия в разных кислородных октаэдрах структуры.

#### ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГЕТЕРОСТРУКТУР

На рис. 6 приведена ВФХ гетероструктуры (001)Si-SiO<sub>2</sub>-LiNbO<sub>3</sub>. Она подобна ВФХ, свойственным гетероструктурам металл-диэлектрикполупроводник.

Анализ ВФХ проводился по известным методикам [24]. Энергетическое распределение эффективных поверхностных состояний (ПС) в нижней половине запрещенной зоны Si, определенное как



**Рис. 6.** Вольт-фарадная характеристика гетероструктуры (100)Si-SiO<sub>2</sub>-LiNbO<sub>3</sub>.



**Рис. 8.** Вольт-амперные характеристики гетероструктур (100)Si-LiNbO<sub>3</sub>-Al: *1* — прямое смещение («–» на Al), *2* — обратное смещение («+» на Al), *3* — теоретически рассчитанная по формуле (1).

в [24] по сдвигу экспериментальных ВФХ относительно теоретических, приведено на рис. 6. Из анализа ВФХ следует, что диэлектрическая проницаемость пленки LiNbO<sub>3</sub>  $\varepsilon$ =27,8, концентрация легирующей примеси в Si  $N_A$ =3,5·10<sup>20</sup> м<sup>-3</sup>, эффективный заряд в слое  $Q_{3\phi}$ =3,8·10<sup>-4</sup> Кл/м<sup>2</sup>, эффективная плотность граничных состояний  $N_{3\phi\phi}$  = 2,4·10<sup>15</sup> м<sup>-2</sup>.

Диэлектрическая проницаемость пленок согласуется с данными работ [20, 25] и близка к величине диэлектрической проницаемости монокристаллического LiNbO<sub>3</sub> вдоль полярной оси ( $\varepsilon$ =30 [26]).

ВАХ гетероструктур (100)Si-LiNbO<sub>3</sub>-Al, измеренные при температуре 25°C, приведены на рис. 8 в координатах ln J-V.

Удельное сопротивление пленок LiNbO<sub>3</sub> определяли из начального участка ВАХ и составило  $1 \times 10^7$  Ом · м для пленок на (100)Si и 1,6×10<sup>9</sup> Ом · м



**Рис.** 7. Распределение поверхностных состояний в нижней половине запрещенной зоны (100)Si.

на подложках (100)Si-SiO<sub>2</sub>, что соответствует значениям, полученным в данных работах [20, 25].

ВАХ исследуемых гетероструктур могут быть описаны в рамках модели гетероструктур типа металл-диэлектрик-полупроводник, в которой они, согласно теории, учитывающей токи через дискретные уровни в диэлектрике, представляются зависимостью вида [27]:

$$J = J_{s} = A^{*}T^{2} \exp\left(-\frac{qE_{t}}{kT} + \frac{q\sqrt{\frac{4qV}{\varepsilon\varepsilon_{0}d}}}{kT}\right) \times (1)$$
$$\times \left(\exp\left(\frac{qV}{n_{1} \cdot kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV}{n_{2} \cdot kT}\right)\right)$$

Здесь J— плотность тока, q— заряд электрона, V— приложенное напряжение, k— постоянная Больцмана, T— температура,  $n_1$  и  $n_2$ — коэффициенты неидеальности, зависящие от механизма токопрохождения сквозь структуру,  $A^*$ — эффективная постоянная Ричардсона,  $\varepsilon_0$ — электрическая постоянная,  $\varepsilon$ — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, d— толщина диэлектрика,  $E_t$ — энергия активации уровня в запрещенной зоне диэлектрика.

Из анализа ВАХ гетероструктур Si(100)-LiNbO<sub>3</sub>-Al для толщины пленки LiNbO<sub>3</sub> d=1 мкм и  $\varepsilon = 27,8$  следует, что концентрация центров в пленке LiNbO<sub>3</sub> равна  $1 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>, глубина залегания центров в запрещенной зоне LiNbO<sub>3</sub> относительно дна зоны проводимости составляет 0,33 эВ, энергия активации процесса проводимости равна 0,29 эВ.

Из приведенных на рис. 8 экспериментальных и теоретических ВАХ, рассчитанных по формуле



**Рис. 9.** Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь и емкости гетероструктур (100)Si-LiNbO<sub>3</sub>-Al при нулевом напряжении смещения.

(1) с использованием этих параметров, видно хорошее их соответствие при прямых смещениях, что свидетельствует об адекватности используемой модели токопрохождения в гетероструктурах (100) Si-LiNbO<sub>3</sub>-Al.

Частотная зависимость тангенса потерь и емкости гетероструктур (100)Si-LiNbO<sub>3</sub>-Al при нулевом напряжении смещения представлена на рис. 9. Такая зависимость характерна для релаксационных механизмов диэлектрических потерь. При этом комплексная диэлектрическая проницаемость может быть описана выражением вида [28, 29]:

$$\varepsilon^* = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}} - \frac{i}{\varepsilon_0 \omega \rho}, \qquad (3)$$

где  $\varepsilon_{_{\!\!S}}$  и  $\varepsilon_{_{\!\!\infty}}$  — статическая и высокочастотная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ } \Phi/\text{M}$ — электрическая постоянная,  $\omega$  — угловая частота измерительного сигнала, т — характерное для данного процесса время релаксации, *α* — коэффициент, характеризующий ширину спектра распределения времен релаксации ( $0 \le \alpha \le 1$ ),  $\rho$  — удельное сопротивление структуры, і — мнимая единица. Заметим, что последнее слагаемое в (3) описывает диэлектрические потери, обусловленные сквозной проводимостью на низких частотах. Удельное сопротивление, определенное из начального участка зависимости  $tg\delta(\omega)$  (см. рис. 9) в нашем случае составило  $\rho = 2 \cdot 10^9 \, \text{Ом} \cdot \text{м}$ , что согласуется с данными, полученными нами из начального участка ВАХ. Значения входящих в формулу (3) параметров определяли подгонкой теоретических зависимостей к экспериментальным точкам зависимости  $tg\delta(\omega)$  (рис. 9) путем минимизации среднеквадратического отклонения с использованием значений С., С. из соответствующей частотной зависимости емкости. Получены следующие результаты:  $C_{\infty} = 0.2$  нФ,  $C_s = 10$  нФ,  $\tau = 1.6 \cdot 10^{-3}$  с,  $\alpha = 0.15$ ,  $\rho = 2 \cdot 10^9$  Ом·м.

В [24] показано, что в достаточно толстых пленках (~1 мкм) наиболее вероятным является присутствие континуума ПС с плотностью  $D_{ss}$ . В этом случае выражение для тангенса потерь может быть записано в виде:

$$tg\delta_{p} = \frac{qD_{ss}\ln(1+\omega^{2}\tau^{2})}{2\left[qD_{ss}arctg(\omega\tau) + C_{o}\omega\tau\right]},$$
 (4)

где *т* — постоянная времени ПС, *C<sub>o</sub>* — емкость ОПЗ полупроводника, которая дается формулой:

$$C_o = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_{sc}}{\sqrt{2L_{De\phi}}\sqrt{\pm Y_s}}.$$
 (5)

Здесь  $\varepsilon_{sc}$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $Y_s$  — безразмерный поверхностный электростатический потенциал полупроводника («–» берется в случае, когда энергетические зоны изогнуты вверх, «+» — соответствует изгибу зон вниз);  $L_{D_{2}\phi}$  — эффективная Дебаевская длина экранирования, которая дается следующим выражением:

$$L_{De\phi} = \sqrt{\frac{\varepsilon_o \varepsilon_{sc} kT}{q^2 \left(p_0 + n_0\right)}},\tag{6}$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура,  $p_0 + n_0$  — равновесная концентрация свободных носителей заряда в полупроводнике.

Из сопоставления экспериментальных и теоретических кривых, представленных на рис. 10, имеем  $\tau = 6,8 \cdot 10^{-3}$ с,  $D_{ss} = 2 \cdot 10^{16}$  м<sup>-2</sup> · эВ<sup>-1</sup>, при этом значение  $D_{ss}$  соответствует значению, определенному из анализа ВЧ ВФХ (рис. 6).

Из сопоставления расчетных и экспериментальных зависимостей  $tg\delta(\omega)$  (рис. 10) следует, что в интервале частот, соответствующих максимуму



Рис. 10. Фрагменты частотных зависимостей  $tg\delta$ : 1 — рассчитанная по формуле (4) для  $\tau = 6.8 \cdot 10^{-3}$ с и D<sub>ss</sub> =2·10<sup>16</sup> м<sup>-2</sup>·эB<sup>-1</sup>; 2 — с учетом (3) при  $\tau = 1.6 \cdot 10^{-3}$  с,  $\alpha = 0.15$ ,  $\rho = 2 \cdot 10^9$  Ом·м, 3 — эксперимент.

тангенса потерь, экспериментальная кривая может быть хорошо описана в рамках релаксационного механизма диэлектрических потерь уравнением (3), а потери, по-видимому, обусловлены замедленным откликом поверхностных состояний, присутствующих на границах раздела LiNbO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub> и SiO<sub>2</sub>/Si, на переменный сигнал. При этом частотная зависимость  $tg\delta(\omega)$  хорошо описывается уравнением (4) в рассматриваемом диапазоне частот.

#### выводы

1. Методом высокочастотного магнетронного распыления получены однофазные нанокристаллические пленки LiNbO<sub>3</sub> с элементным составом, близким к стехиометрическому.

2. Диэлектрические потери в гетероструктурах  $Si-SiO_2$ -LiNbO<sub>3</sub>-Al и Si-LiNbO<sub>3</sub>-Al носят релаксационный характер и могут быть обусловлены замедленным откликом на переменный сигнал поверхностных состояний, присутствующих на границах раздела LiNbO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub> и SiO<sub>3</sub>/Si.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-03-00189а).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kondo S., Miyazawa S., Fusimi S., Sugii K. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. P. 489-493.

2. *Kawaguchi T., Yoon D.H., Minakata M.* // J. Crystal Growth. 1995. V. 152. P. 87—93.

3. *Curtis, B.J., Brunner H.R.* // Mater. Res. Bull. 1975. V. 10. 6. P. 515—520.

4. *Sakashita V., Segawa H.* // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. № 11. P. 5595—5999.

5. *Lee S.Y., Feigelson R.S. //* J. Mater. Res. 1999. V. 14. P. 2662—2666.

6. Feigelson R.S. // J. Cryst. Growth. 1996. V. 166. P. 1–16.

7. Ogale S.B., Dikshit. R.N. Kanetkar S.M. // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. P. 5718—5720.

8. *Lee S.H., Song T.K., Noh T.W., Lee J.H.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 43—45.

9. *Hu W.S., Liu Z.G., Wu Z.C. [et all].* // Appl. Sur. Sci. 1999. V. 141. P. 197—200.

Иевлев Валентин Михайлович — академик РАН, профессор Воронежского государственного ; тел.: (4732) 208735; e-mail: rnileme@mail.ru

Сидоров Николай Васильевич — вед.н.с., зав. сектором колебательной спектроскопии Института химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И. В. Танананева Кольского научного центра РАН; тел.: (81555) 79168, 79118; e-mail: sidorov@chemy.kolasc.net. ru 10. Chaos J.A., Perea A., Gonzalo J. *[et all]*. // Appl. Surf. Sci. 2000. V. 154—155. P. 473—477.

11. *Tagliente M.A., Caro L., De Sacchetti A. [et all].* // J. Cryst. Growth. 2000. V. 216. P. 335—342.

12. Ye Z.Z., He J.H., Ye L.F. [et all]. // Mater. Lett. 2002. V. 55. P. 265—268.

13. *Wang X.C., He J.H., Huang J.Y. [et all]* // J. Mater. Sci. Lett. 2003. V. 22. P. 225—227.

14. He J., Ye Z. // Chinese Sci. Bull. 2003. V. 48. P. 2290-2294.

15. Nashimoto K., Cima M.J., McIntyre P.C., Rhine W.E. // J. Mater. Res. 1995. V. 10. P. 2564—2572.

16. Сидоров Н.В., Калинников В.Т. Процессы разупорядочения в сегнетоэлектрических кристаллах и их проявление в спектрах комбинационного рассеяния света. Апатиты: изд. КНЦ РАН, 2001. 158 с.

17. Simões A.Z., Zaghete M.A., Stojanovic B.D. [et all]. // Mater. Lett. 2003. V. 57. P. 2333—2339.

18. Постников В.С., Иевлев В.М., Золотухин И.В., Родин Г.С. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1973. Т. 9. С. 1455—1456.

19. Park S.-K., Baek M.-S., Bae S.-C. [et all]. // Jpn. J. Appl. Phys. 1999. V. 38. N. 11. P. 6483—6486.

20. *Choi S.-W., Choi Y.-S., Lim D.-G. [et all]* // The Korean Journal of Ceramics. 2000. V. 6. № 2. P. 138—142.

21. Lee T.-H., Hwang F.-T., Lee C.-T., Lee H.-Y. // Materials science & engineering. 2007. V. 136. № 1. P. 92—95.

22. *Hansen P.J., Terao Y., Wu Y. [et all]* // J. Vac. Sci. Technol. 2005. V. 23. № 1. P. 162—167.

23. Гончаров А.Ф., Денисов В.Н., Маврин Б.Г., Подобедов В.Б. // ЖЭТФ. 1990. Т. 94. В. 11. С. 321—327.

24. Бормонтов Е.Н. Физика и метрология МДПструктур: Учебное пособие. Воронеж: ВГУ, 1997. 184 с.

25. Gupta V., Bhattacharya P., Yuzyuk Y.I. [et all] // MRS 2002. V. 19. № 8. P. 2235–2239.

26. *Nassau K., Levinstein H.J., Laicono G.M.* // J. Phys. Chem. Solids. 1966. V. 27. P. 989—996.

27. Стриха В.И., Бузанева Е.В. Физические основы надежности контактов металл-полупроводник в интегральной электронике. М.: Радио и связь, 1987. 256 с.

28. *Желудев И.С.* Физика кристаллических диэлектриков. М.: Наука, 1964. 438 с.

29. Браун В. Диэлектрики. М.: Иностранная литература, 1961. 328 с.

*Ievlev Valentin M.* — professor, Academician of RAS, Voronezh State University; tel.: (4732) 208735; e-mail: rnileme@mail.ru

*Sidorov Nikolay V.* — scientific employee, the manager of Sector of oscillatory spectroscopy of the Institute of chemistry and technology of rare elements and mineral raw materials of I. V. Tanananeva of the Kola centre of science of the Russian Academy of Sciences; e-mail: sidorov@ chemy.kolasc.net.ru Палатников Михаил Николаевич — зав. сектором твердотельных материалов акусто- и оптоэлектроники, и. о. зав. лабораторией материалов электронной техники Института химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И. В.Тананаева Кольского научного центра РАН; тел.: (81555) 79549, 79395; e-mail: palat\_mn@chemy.kolasc.net.ru

Белоногов Евгений Константинович — доцент кафедры общей физики радиоэлектронного профиля Воронежского государственного технического университета; тел.: (4732) 467633; e-mail: belonogov@phis.vorstu.ru

Костюченко Александр Викторович — научный сотрудник кафедры материаловедения и индустрии наносистем Воронежского государственного университета, тел. (4732)208735; e-mail: av-kostuchenko@mail.ru

*Сумец Максим Петрович* — доцент кафедры физики Воронежского государственного архитектурностроительного университета; тел.: (4732) 424739; e-mail: msumets@rambler.ru Palatnikov Mikhail N. — manager of Sector of solidstate materials akusto- and optoelectronics, and the manager of Laboratory of materials of electronic technics of the Institute of chemistry and technology of rare elements and mineral raw materials of I. V. Tananaeva of the Kola centre of science of the Russian Academy of Sciences, bodies; email: palat\_mn@chemy.kolasc.net.ru

*Belonogov Evgeniy K.* — senior lecturer of chair of the general physics of radio-electronic profile of the Voronezh state technical university; tel.: (4732) 467633; e-mail: belonogov@phis.vorstu.ru

*Kostjuchenko Alexander V.* — scientific employee of chair of materials technology and the industry of nanosystems of the Voronezh state university; e-mail: av-kostuchen-ko@mail.ru

*Sumets Maxim P.* — candidate of physical and mathematical sciences, the senior lecturer of chair of physics of the Voronezh state architecturally-building university; tel.: (4732) 424739; e-mail: msumets@rambler.ru