

раза) влияние граничных эффектов уменьшается и ожидается увеличение количества допустимых значений компонент векторов до семи.

Отдельный первый ИОПМС использовался для реализации цифроаналогового преобразования [4] в пределах трех разрядов, при этом 1 в ячейке старшего разряда соответствовало напряжению 5.5 В, среднего — 3 В, младшего — 1.5 В, так что интенсивности дифрагированного в ячейках излучения относились как 4 : 2 : 1. Отклонения от линейности преобразования, за исключением преобразования наибольшего числа {111}, были в пределах 5 % (рис. 2) и обуславливались взаимовлиянием соседних ячеек. Это было хорошо видно при наблюдении распределения дифрагированного излучения на выходе ИОПМС с помощью телеустановки, сопряженной с осциллографом. Увеличение числа разрядов при таком значении параметра $\delta=1.3$ уже не представляется возможным, так как отклонения аналогового сигнала от линейного будут сравнимы с разницей аналоговых сигналов для ближайших чисел. Если ширину ячейки увеличить в два раза (сделать $\delta=2.6$), то взаимовлияние ячеек соответственно уменьшается, что делает возможным увеличение числа разрядов примерно до восьми.

Таким образом, в настоящей работе показано, что взаимовлияние ячеек, которое ухудшает характеристики интегрально-оптического брэгговского процессора, определяется параметром δ : взаимовлияние уменьшается с ростом δ . Поскольку, согласно (2), можно записать $\delta=2\pi N/Q$ (N — число пар электродов ячейки, параметр Клейна $Q=2\pi\lambda L/n\Lambda^2 \geq 10$ для выполнения условия брэгговской дифракции), то увеличение δ возможно в основном за счет увеличения N . Это приводит к увеличению емкости структуры электродов и, значит, к уменьшению быстродействия процессора. В нашем устройстве емкость электродов ячейки составляла $C=4n\Phi$, что позволяет рассчитывать на высокое быстродействие, однако для реализации скалярного умножения векторов следует существенно увеличить параметр δ . Заметим, что для цифрового коррелятора [5], где также используется двойная дифракция излучения на брэгговских решетках, значение $\delta=1.3$ является вполне подходящим.

В заключение авторы выражают свою благодарность К. С. Бурицкому за помощь в изготовлении устройства.

Литература

- [1] *Toshiaki S., Hiroshi N.* IEEE J. Quant. Electron., 1986, v. 22, N 6, p. 845—867.
- [2] *Verber C. M., Kenan R. P.* Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1983, v. 408, N 3, p. 57—64.
- [3] *Свидзинский К. К.* Квант. электр., 1980, т. 7, № 9, с. 1914—1925.
- [4] *Verber C. M., Smith B. T.* Appl. Optics, 1983, v. 22, N 23, p. 3677—3678.
- [5] *Verber C. M., Kenan R. P., Busch J. R.* Appl. Optics, 1981, v. 20, N 9, p. 1626—1629.

Ярославский
политехнический институт
Отдел научно-технической информации

Поступило в Редакцию
26 мая 1987 г.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ИСПАРЕНИЯ СЛОЯ РАСПЛАВА В ПОЛЕ ТЯЖЕСТИ

В. А. Хохлов

Для многих применений лазерного испарения представляет интерес стационарный процесс с практически плоским фронтом. Однако такой режим испарения оказывается неустойчивым. В работе [1] было показано, что даже при отсутствии внешних причин плоский стационарный фронт испарения может быть неустойчив по отношению к возмущениям с конечной длиной волны в плоскости невозмущенного фронта. В этой работе исследован случай сублимации. Во многих же случаях на поверхности испаряемого образца образуется слой расплава, течение которого может сильно сказываться на развитии неустойчивости. Влияние гидродинамических возмущений было рассмотрено в работе [2] для бесконечно глубокой

жидкости. Применимость такого приближения, однако, заранее не очевидна и требует специального исследования.

Легко оценить, что естественная гравитация не может оказывать заметного влияния на развитие неустойчивости при лазерном испарении. Следует ожидать, что достаточно сильное искусственное ускорение, прижимающее жидкость, может стабилизировать ее поверхность.

В случае сублимации движение конденсированного вещества определяется выбором системы отсчета. Удобно взять такую систему координат, в которой плоский стационарный фронт испарения неподвижен и лежит в плоскости $x=0$, ось x направлена в глубь конденсированной фазы. При этом достаточно (см. [1]) рассмотреть уравнение теплопроводности

$$c\rho \left[\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla) T \right] = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + \mu q \quad (1)$$

с граничными условиями $T \rightarrow T_\infty$ при $x \rightarrow \infty$ (для простоты $T_\infty=0$) и баланса энергии на фронте испарения при $x=\eta(y, t)$

$$L_{\text{eff}} v_v = c\chi (\nabla T)_n, \quad (2)$$

где скорость испарения v_v определяется уравнением

$$v_v = c_s \exp(-L_{\text{eff}} M/RT). \quad (3)$$

Здесь \mathbf{v} — скорость движения конденсированного вещества, $\kappa = c\rho\chi$ — коэффициент теплопроводности. При искривлении поверхности испарения надо учитывать зависимость эффективной теплоты испарения от кривизны поверхности (см. [1]): $L_{\text{eff}} = \lambda - \sigma/r$, где λ — удельная теплота испарения вещества, σ — коэффициент поверхностного натяжения, r — радиус кривизны поверхности. Если рассматривать возмущения, длина волн которых достаточно отличается от длины волны падающего излучения, то, как правило, можно не учитывать дифракционные эффекты и принять, что интенсивность излучения падает в веществе по закону Бугера

$$q = q_0 \exp[-(x - \eta)\mu]. \quad (4)$$

При наличии на поверхности образца слоя расплава его течение может существенно влиять на развитие возмущений фронта испарения. В простейшем приближении можно ограничиться основным отличием расплава от твердого вещества — возможностью течения — и пренебречь различиями в их физических параметрах (плотности, теплоемкости и др.). Тогда граничными условиями на поверхности плавления будут непрерывность и гладкость полей температуры и скорости. Необходимо отметить, что когда вещество поступает в расплав через фронт плавления, на нем, даже в случае идеальной жидкости, сохраняется не только нормальный поток вещества, но и тангенциальная скорость. Удовлетворить этим двум условиям при наличии возмущений скорости течения в предположении их потенциальности принципиально невозможно. Даже в такой простейшей модели движение расплава оказывается существенно вихревым. Считая расплав идеальной несжимаемой жидкостью, его течение можно описать с помощью функции тока $\Psi(x, y, t)$ ($v_x = \partial\Psi/\partial y$, $v_y = -\partial\Psi/\partial x$), удовлетворяющей уравнению

$$\frac{\partial \Delta\Psi}{\partial t} - \frac{\partial\Psi}{\partial x} \frac{\partial \Delta\Psi}{\partial y} + \frac{\partial\Psi}{\partial y} \frac{\partial \Delta\Psi}{\partial x} = 0. \quad (5)$$

Динамика жидкости определяется уравнением Эйлера

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \mathbf{g}, \quad (6)$$

где \mathbf{g} — ускорение (массовая сила), p — давление. На поверхности испарения изменение давления связано с действием поверхностного натяжения $p_1 = \sigma/r$ и с реакцией отдачи испаренного вещества $p_2 = asv_v \rho$, где s — скорость звука в паре у поверхности испарения, a — коэффициент, учитывающий перестройку течения пара в вкундусеновском слое. Согласно [3], $a \approx 1.67$. Относительное изменение скорости испарения при изменении температуры поверхности значительно больше изменения скорости звука, поэтому последним можно пренебречь.

Чтобы найти дисперсионную зависимость неустойчивости, уравнения (1)–(6) линеаризуются по малым отклонениям формы фронта, полей температуры и скорости от плоского стационарного решения, пропорциональным $\exp(iky - \gamma t)$, где k — волновое число возмущения, γ — инкремент. Из уравнений (1)–(4), уравнения перемещения фронта испарения и уравне-

ний (5)—(6) можно решить систему трех линейных однородных алгебраических уравнений с тремя неизвестными — амплитудами возмущений скорости испарения, положения фронта испарения и скорости течения расплава, которая имеет нетривиальные решения, если ее определитель равен нулю. Это условие и является дисперсионным уравнением

$$\det \begin{vmatrix} 1 + m\varepsilon^2 \left(\frac{\chi\omega}{V} \right) & Z & -\Phi \\ -1 & \gamma & 1 \\ ask & -\left(g + \frac{\sigma}{\rho} k^2 \right) k & K \end{vmatrix} = 0. \quad (7)$$

Здесь $m = cM/R$; $\varepsilon = RT_0/M\lambda$; T_0 — температура на фронте испарения; V — скорость испарения в стационарном случае; ω является корнем уравнения

$$\omega^2 - \frac{V}{\chi} \omega - \left(k^2 + \frac{\gamma}{\chi} \right) = 0, \quad (8)$$

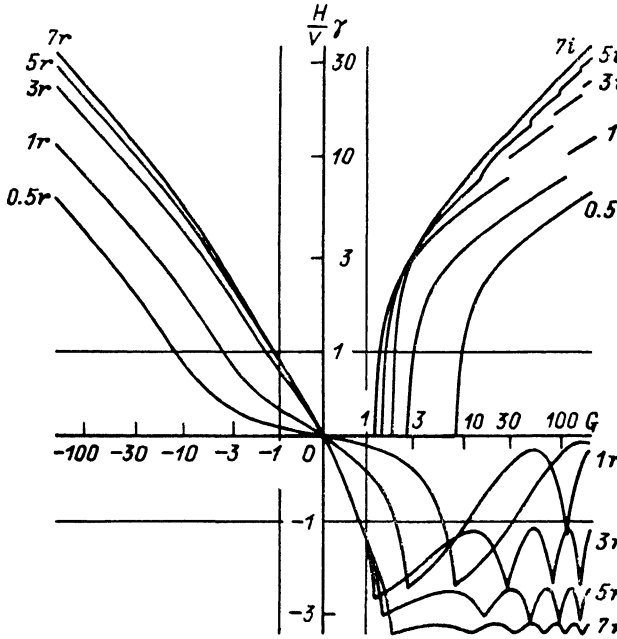


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости γ в задаче с постоянной скоростью испарения и плавления V от прижимающего ускорения g при разных волновых числах возмущения k .

Ветви с наибольшим $\text{Re } \gamma$. H — толщина невозмущенного слоя расплава, $G = \frac{H}{V^2} \left(g + \frac{\sigma}{\rho} k^2 \right)$. На кривых $r - \text{Re } \gamma$, $i - \text{Im } \gamma$ — частота колебаний, число $= kH$.

удовлетворяющим условию $\text{Re}(\omega) > 0$,

$$Z = \left(1 + \frac{m\varepsilon\chi\omega}{V} \right) \frac{V\sigma k^2}{\rho\lambda} - \frac{V(\chi\omega - V)(\chi\omega - V - m\varepsilon\chi\mu)}{(\chi\omega - V + \chi\mu)}.$$

Левый верхний минор 2-го порядка в определителе (7) описывает чисто тепловую задачу при отсутствии возмущений движения конденсированного вещества, что соответствует случаю сублимации. Если приравнять его к нулю, то получится уравнение

$$\left[1 + m\varepsilon^2 \left(\frac{\chi\omega}{V} \right) \right] \gamma + Z = 0, \quad (9)$$

которое вместе с (8) образует систему, эквивалентную полученной в работе [1]. Правый нижний минор 2-го порядка в этом определителе соответствует задаче о поверхностных волнах в слое расплава при истояннвой скорости испарения. Движение жидкости от фронта плавления к фронту испарения приводит к существенному отличию этого случая от обычных гравитационно-капиллярных волн. Основные его особенности сохраняются и в полной задаче,

но осложняются там влиянием возмущений скорости испарения и давления отдачи испаряющегося вещества, связанных с возмущениями температуры. Если приравнять этот минор к нулю, то получится уравнение

$$\gamma K + \left(g + \frac{\sigma}{\rho} k^2\right) k = 0.$$

Сложный непотенциальный характер движения расплава проявляется в сложном виде выражения

$$K = \frac{(k^2 V^2 - \gamma^2) \operatorname{ch}(kH)}{kV [\operatorname{ch}(kH) - \exp(-\gamma H/V)] - \gamma \operatorname{sh}(kH)},$$

где H — толщина невозмущенного слоя расплава, и приводит к сложной немонотонной зависимости $\gamma(k)$ и $\gamma(g)$ (рис. 1 и 3, кривые 1, 2). Вынос к поверхности испарения вещества из глубины приводит к затуханию поверхностных волн. Область затухания волн на плоскости параметров (k, g) отделена от областей рэлей-тейлоровской аperiodической неустойчивости при $g + \frac{\sigma}{\rho} k^2 < 0$ широкой областью аperiodического затухания возмущений (рис. 2).

Дисперсионное уравнение полной задачи (7) можно записать в виде

$$(\gamma + W) K + \left(g_{\text{eff}} + g + \frac{\sigma}{\rho} k^2\right) k = 0,$$

где

$$g_{\text{eff}} = asW, \quad W = \frac{Z + \gamma\Phi}{1 + m\epsilon^2(\chi\omega/V) - \Phi}.$$

Хотя при комплексном γ и W оказывается комплексным, обычно (за исключением небольших областей k и g) его действительная часть значительно больше мнимой и мало отличается от $-\gamma_0$, где γ_0 — решение уравнения (9). При $kH \geq 1$ влияние тепловых возмущений связано главным образом с изменением давления отдачи и учитывается членом g_{eff} . Сублимационный инкремент γ_0 описывает эффективную массовую силу, вызывающую неустойчивость. Когда в сублимационной задаче (9) имеется неустойчивость, в полной задаче (7) также возможна аperiodическая неустойчивость, причем

характерная величина инкремента становится больше: $\gamma \approx \sqrt{ask\gamma_0}$, но область неустойчивости уже: вместо $\gamma_0 > 0$ необходимо

$$ask\gamma_0 \approx -g_{\text{eff}} > g + \frac{\sigma}{\rho} k^2.$$

Минимальная интенсивность излучения, при которой возникает такая неустойчивость, больше, чем при сублимации. При любой интенсивности излучения при достаточно большом прижимающем ускорении

$$g > g_s, \quad g_s \approx \max\left(ask\gamma_0 - \frac{\sigma}{\rho} k^2\right)$$

неустойчивость такого типа отсутствует. При $k < m\epsilon\mu$ различие фаз тепловых и гидродинамических возмущений (проявляющееся в наличии у g_{eff} мнимой составляющей) приводит к раскачке поверхностных волн. При не слишком большой скорости испарения $V \ll m\epsilon\mu\chi$ эта раскачка может стать сильнее сносовой стабилизации и привести к неустойчивости. При достаточно большом прижимающем ускорении нарушается фазовое соотношение тепловых и гидродинамических возмущений и неустойчивость отсутствует. Количественные оценки инкремента и стабилизирующего ускорения для этой неустойчивости зависят от используемой модели. В типичных случаях при промежуточной интенсивности излучения инкремент

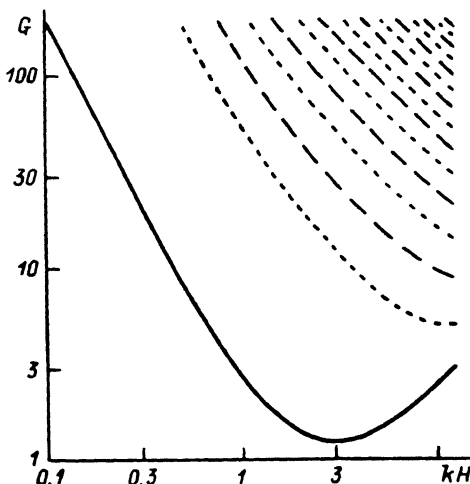


Рис. 2. Области аperiodических и колебательных слабозатухающих возмущений в задаче с постоянной скоростью испарения.

Сплошная линия — граница областей аperiodических и колебательных слабозатухающих возмущений; штриховые — границы областей, в которых наименьшее затухание (наибольшее $\operatorname{Re} \gamma$) имеется на различных ветвях зависимости (при больших k — положение относительных $\min \operatorname{Re} \gamma$); пунктир — положение относительных $\max \operatorname{Re} \gamma$ для зависимостей $\gamma(g)$ (см. рис. 1). Для зависимостей $\gamma(k)$ при постоянном g положение $\min \operatorname{Re} \gamma$ смещается влево, а $\max \operatorname{Re} \gamma$ вправо; при больших k зависимость $\operatorname{Re} \gamma(k)$ становится монотонной.

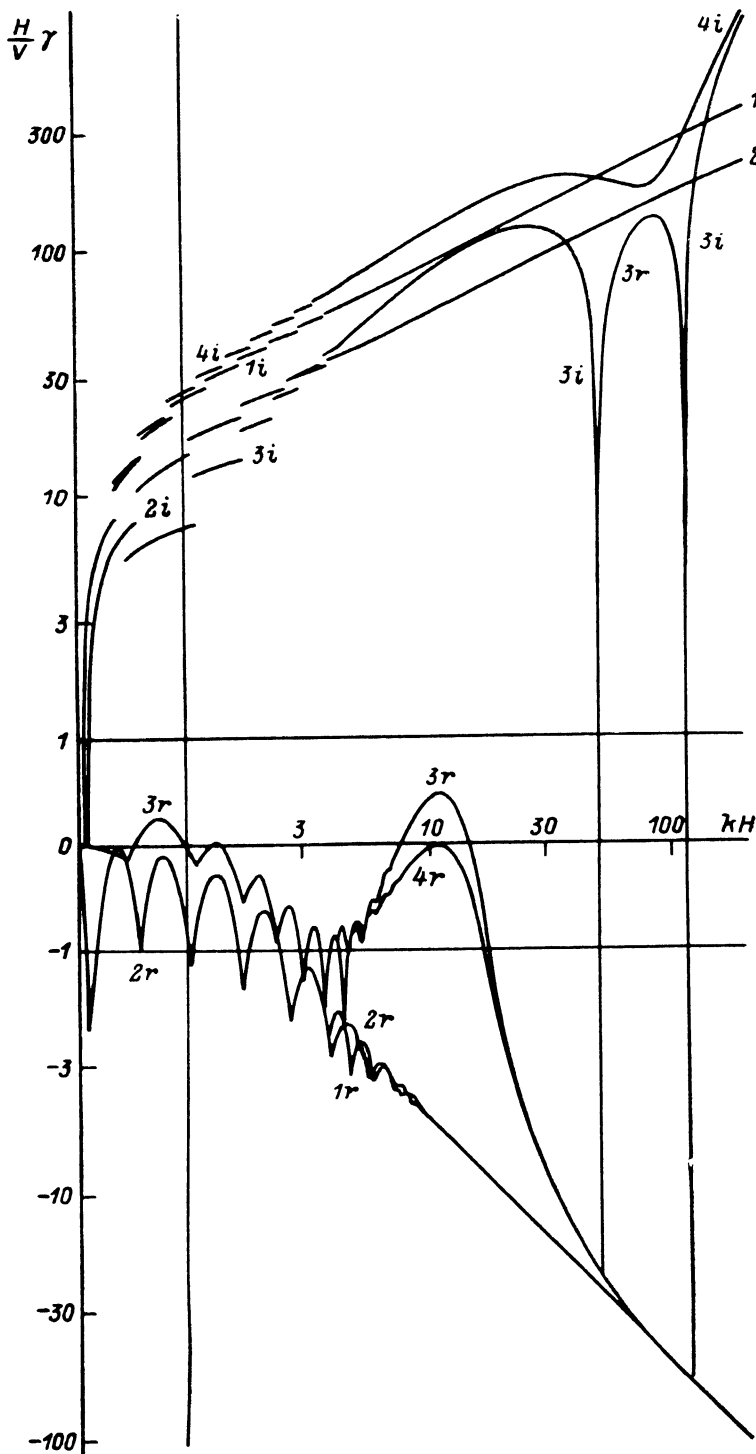


Рис. 3. Дисперсионная зависимость неустойчивости $\gamma(k)$.

1 — задача с постоянной скоростью испарения, прижимающее ускорение $G=750$; 2 — та же задача, $G=300$; 3 — характерный вид зависимости в полной задаче при умеренной интенсивности излучения и отсутствии ускорения ($g=0$); 4 — полная задача при той же интенсивности излучения и стабилизирующем ускорении $g=750 \text{ V}^2/\text{H}$. Остальные обозначения и масштаб, как на рис. 1. Для ясности рисунка зависимости $\text{Re } \gamma$ приведены полностью только для случаев 2 и 3. При малых kH зависимости $1r$ и $4r$ аналогичны $2r$ с большим числом максимумов, соответствующих каждой ветви $\text{Im } \gamma$.

этой неустойчивости значительно меньше, чем аperiodической, а стабилизирующее ее усечение больше. При $kH \ll 1$ возмущения течения расплава быстро убывают (K растет как $(kH)^{-2}$) и решение полной задачи (7) непрерывно переходит в решение сублимационной задачи (9).

В заключение выражаю глубокую благодарность С. И. Анисимову за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Анисимов С. И., Трибельский М. И., Эпельбаум Я. Г. ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 4, с. 1597—1605.
- [2] Самолин А. А. Препринт ФИАН СССР, № 77. М., 1981. 23 с.
- [3] Анисимов С. И. ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 4, с. 339—342.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР
Черноголовка Московской обл.

Поступило в Редакцию
26 мая 1987 г.

В окончательной редакции
2 декабря 1987 г.

УДК 537.226.33

Журнал технической физики, т. 58, в. 7, 1988

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{TiO}_3/(001)\text{MgO}$

*В. М. Мужортов, Я. С. Никитин, И. Н. Захарченко, М. Г. Радченко,
Ю. И. Головкин, В. П. Дудкевич*

Интенсивные исследования гетероэпитаксиальных сегнетоэлектрических пленок, принятые в последние годы, были обусловлены в первую очередь потенциальными возможностями их широкого практического применения. Сегодня можно говорить не только о потенциальных, но и о реальных возможностях. Появились сообщения об акустооптических дефлекторах света [1], об электрооптических модуляторах света и переключателях [2], изготовленных на основе гетероэпитаксиальных пленок $(\text{Pb}, \text{La}) (\text{Zr}, \text{Ti}) \text{O}_3/(001) \alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (сапфир), которые были получены ВЧ катодным распылением. В работе [3] описаны фазовращатели, параметрические усилители и линии задержки СВЧ диапазона, созданные на основе поликристаллических пленок $(\text{Ba}, \text{Sr}) \text{TiO}_3$, и высказаны убедительные доводы в пользу того, что характеристики качества этих устройств могут быть существенно улучшены за счет использования гетероэпитаксиальных пленок $(\text{Ba}, \text{Sr}) \text{TiO}_3/\text{MgO}$ (при выборе кристаллоподложки учитывались диэлектрические свойства на СВЧ и почти металлическая теплопроводность). В связи с этим появились работы, авторы которых развили метод получения таких пленок ВЧ катодным распылением поликристаллических мишеней в атмосфере кислорода повышенного давления [4], изучили механизмы роста [5, 6], состав и структуру [6, 7], доменное строение [8, 9] и диэлектрические свойства [10]. Однако полученные при этом данные о сегнетоэлектрических фазовых переходах (СФП) оказались противоречивыми. Все пленки, изученные авторами этих работ, имели полную параллельную ориентацию: $[100]$, $[010]$, $[001]$, $(\text{Ba}, \text{Sr}) \text{TiO}_3 \parallel [100]$, $[010]$, $[001] \text{MgO}$. Согласно данным рентгенографии [5-7] и электронной микроскопии [8, 9], в пленках отсутствовали a -домены и наблюдались лишь 180° -ные c -домены (P_s перпендикулярен плоскости подложки). По результатам рентгенографического исследования [5, 7] и исследования изменений фигур травления доменов при повышении температуры [9] установлен факт существенного увеличения температуры точки Кюри T_k (на $40-90^\circ \text{C}$) из заметного размытия СФП в пленках толщиной $1-2$ мкм.

Высказано предположение [7, 9], что отсутствие a -доменов и повышение T_k в пленках обусловлены механическими напряжениями двумерного сжатия. Показано [7], что эти напряжения нельзя считать чисто термоупругими (хотя коэффициент линейного теплового расширения MgO заметно больше, чем у $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$).

Противоположный результат в отношении T_k получен авторами работы [8], изучавшими зависимость емкости C планарных конденсаторов с пленками толщиной $1-2$ мкм от темпе-