

01;12

Моделирование и расчет емкости планарного конденсатора, содержащего тонкий слой сегнетоэлектрика

© О.Г. Вендик, С.П. Зубко, М.А. Никольский

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 24 декабря 1997 г.)

Произведен расчет емкости двухслойного планарного конденсатора, содержащего тонкий слой SrTiO_3 , методом конформных отображений в рамках метода частичных емкостей. Получены простые формулы для приближенного расчета емкостей отдельных компонент планарной структуры и определены пределы их применимости. Получено соотношение для емкости планарного конденсатора с учетом размерного эффекта в сегнетоэлектрической пленке в рамках метода частичных емкостей. Произведено сравнение расчета с экспериментально измеренной емкостью конденсатора.

Введение

В последнее время возобновился интерес к практическому использованию управляемых сегнетоэлектрических элементов в технике сверхвысоких частот (СВЧ) [1–4]. Это связано с освоением СВЧ криоэлектроники азотного уровня температур, что было стимулировано разработками СВЧ элементной базы на основе высокотемпературных сверхпроводников [5]. Практическое использование устройств, работающих при температуре кипения жидкого азота, позволяет активно использовать нелинейность сегнетоэлектрика, поскольку при этой температуре диэлектрические потери в сегнетоэлектрике существенно ниже, чем при комнатной [6]. Большая величина диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков привела к необходимости использовать эти материалы в элементах СВЧ техники в виде тонких пленок с толщиной порядка одного или нескольких микрометров [6]. Таким образом, основой применения сегнетоэлектриков в технике СВЧ является планарная технология, при этом основными конструктивными элементами оказываются планарный конденсатор, копланарная или щелевая линия передачи. Для использования этих элементов в технике необходима разработка математических моделей элементов, которые могут быть положены в основу систем автоматического проектирования (САПР) СВЧ устройств, использующих сегнетоэлектрические материалы. Разработка таких моделей и является задачей настоящей работы.

Зависимость диэлектрической проницаемости объемных и пленочных образцов сегнетоэлектрических материалов от температуры и напряженности электрического поля достаточно хорошо описывается на основе разработанной и проверенной феноменологической модели [7,8]. Кроме этого, необходимы модели, позволяющие рассчитать емкость планарной структуры, образованной тонкой пленкой сегнетоэлектрика на диэлектрической подложке и металлическими (сверхпроводниковыми) планарными электродами, с учетом полей рассеяния в

окружающем свободном пространстве (воздухе). Основой такого расчета может служить метод конформных отображений, который позволяет преобразовать поле в планарной структуре в поле плоского конденсатора [9]. Рассматриваемая планарная структура состоит из трех составных частей: сегнетоэлектрическая пленка, подложка, воздух. Раздельный расчет емкости каждой из составных частей с последующим их суммированием составляет основу метода частичных емкостей. Метод частичных емкостей был впервые использован в работах Э.С. Кочанова [10,11], хотя его современное название постепенно сформировалось только в англоязычной литературе [12–16] — “partial capacitance method”. Метод частичных емкостей основан на введении нулевых граничных условий для нормальных компонент поля на границе раздела сред “магнитная стенка” и последующей корректировке значения диэлектрической проницаемости каждой из сред. Использование этого метода для расчета сложных планарных структур требует оценки его точности. Первоначально такая оценка была сделана применительно к копланарной линии передачи [11] путем сопоставления с расчетом, выполненным на аналоговой вычислительной машине: погрешность не превышала 1–2%. Позже метод был включен в справочник [12] и применялся для расчетов без оценки возможных ошибок как априори надежный [13–15]. В работе [16] было произведено сравнение рассчитанной и экспериментально измеренной групповой скорости волны в копланарной линии. Обнаруженная ошибка не превышала 5%, что скорее могло быть отнесено к ошибкам измерений. Применительно к двухслойной планарной структуре, содержащей тонкий слой с большой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon = 300\text{--}10\,000$) и достаточно толстую подложку ($\epsilon = 10\text{--}25$), применимость метода частичных емкостей была подвергнута специальному анализу [17], который позволил определить пределы применимости метода. Соответствующие количественные оценки будут даны ниже.

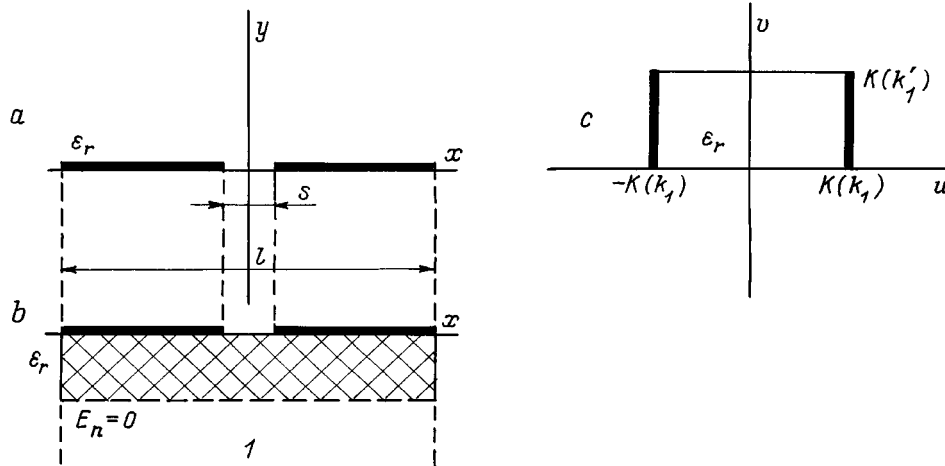


Рис. 1. Конформное отображение планарной структуры: *a* — два плоских электрода в свободном пространстве; *b* — два электрода на диэлектрической подложке, ограниченной снизу "магнитной стенкой" (*I*); *c* — результат преобразования в плоский конденсатор без полей рассеяния.

Конформное отображение планарной структуры

Распределение электрического поля в планарных конденсаторах неоднородно. Для расчета емкости планарного конденсатора принято использовать метод конформных отображений. Использование метода конформных отображений на основании преобразования Кристоффеля–Шварца [9] позволяет преобразовать структуры, представленные на рис. 1, *a* и *b*, в прямоугольник (рис. 1, *c*). Емкость плоского конденсатора без полей рассеяния (рис. 1, *c*) легко вычисляется

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r K(k')}{2K(k)}, \quad k' = \sqrt{1 - k^2}, \quad (1)$$

где $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода; k — модуль эллиптического интеграла; ε_0 — диэлектрическая проницаемость свободного пространства; ε_r — относительная проницаемость среды, в которой сосредоточено электрическое поле.

Для структур, показанных на рис. 1, *a* и *b*, имеем

$$k_a = \frac{s}{l}, \quad k_b = \operatorname{th} \left(\frac{\pi s}{4h} \right) / \operatorname{th} \left(\frac{\pi l}{4h} \right). \quad (2), (3)$$

Отношение $K(k')/K(k)$ можно представить аппроксимацией следующего вида [18, с. 38, 39]:

$$F(k) = \frac{K(k')}{K(k)} = \begin{cases} \pi^{-1} \ln \left[2 \frac{1+(1-k^2)^{0.25}}{1-(1-k^2)^{0.25}} \right] & \text{при } k^2 \leq 0.5, \\ \pi \left[\ln \left(2 \frac{1+k^{0.5}}{1-k^{0.5}} \right) \right]^{-1} & \text{при } k^2 \geq 0.5. \end{cases} \quad (4)$$

Погрешность предложенной аппроксимации не превышает 10^{-5} [18]. Заметим, что приведенные формулы дают емкость планарных структур на единицу длины в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа.

Формулы для расчета емкости составных частей планарной структуры

Рассмотрим планарный конденсатор (рис. 2). Его емкость образована емкостью полей рассеяния в окружающем пространстве (в воздухе) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = 1$, емкостью сегнетоэлектрического слоя толщиной h_2 с диэлектрической проницаемостью ε_2 и емкостью подложки толщиной h_3 с диэлектрической проницаемостью ε_3 . Для расчета воспользуемся методом частичных емкостей [10–16]. Представим сложный слоистый конденсатор (рис. 2) как три простых планарных конденсатора с однородным заполнением (рис. 3), соединенных параллельно, и будем искать его емкость как сумму трех частичных емкостей

$$C = C_1 + C_2 + C_3, \quad (5)$$

где C_1, C_2, C_3 — емкости составных частей планарного конденсатора, которыми являются поля рассеяния в воздухе, сегнетоэлектрическая пленка, подложка.

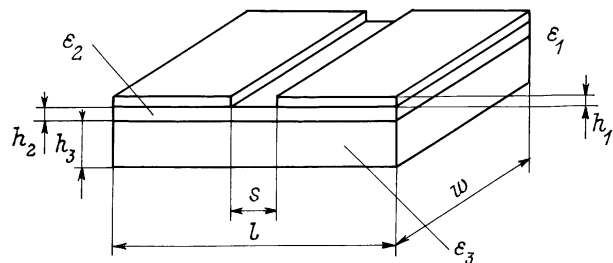


Рис. 2. Схема планарного конденсатора, состоящего из диэлектрической подложки, тонкого диэлектрического слоя с большой диэлектрической проницаемостью и проводящих электродов, разделенных зазором шириной s .

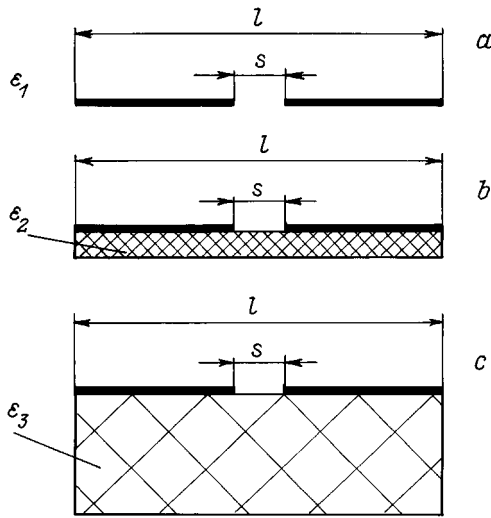


Рис. 3. Разделение планарного конденсатора (рис. 2) на частичные емкости, положенное в основу расчета: *a* — электроды в "воздухе", *b* — тонкий диэлектрический слой, *c* — толстый диэлектрический слой.

При этом диэлектрические проницаемости сред уменьшаются в соответствии с равенствами

$$\epsilon_2^* = \epsilon_2 - \epsilon_3, \quad \epsilon_3^* = \epsilon_3 - 1. \quad (6)$$

В этом изменении величин диэлектрической проницаемости слоев и заключается основная идея метода частичных емкостей, в котором каждый слой экранирован от других слоев "магнитной стенкой", не пропускающей нормальные составляющие векторов напряженности электрического поля. Взаимное влияние различных слоев на распределение поля в каждом из них учитывается изменением значений диэлектрической проницаемости каждого из слоев, представленного в рассматриваемом случае соотношениями (6).

Теперь рассчитаем каждую емкость в отдельности с учетом изложенного выше.

1. Емкость зазора через воздух (рис. 3, *a*)

$$k_1 = \frac{s}{l}, \quad C_1 = \epsilon_0 F(k_1) \cdot w. \quad (7)$$

2. Емкость сегнетоэлектрического слоя, ограниченного "магнитной стенкой" (рис. 3, *b*),

$$k_2 = \text{th}\left(\frac{\pi s}{4h_2}\right) / \text{th}\left(\frac{\pi l}{4h_2}\right), \quad C_2 = 0.5\epsilon_0\epsilon_2^* F(k_2) \cdot w. \quad (8)$$

3. Емкость подложки, ограниченной снизу "магнитной стенкой" (рис. 3, *c*),

$$k_3 = \text{th}\left(\frac{\pi s}{4(h_3 + h_2)}\right) / \text{th}\left(\frac{\pi l}{4(h_3 + h_2)}\right), \quad C_3 = 0.5\epsilon_0\epsilon_3^* F(k_3) \cdot w. \quad (9)$$

В формулах (7)–(9) учтена ширина планарного конденсатора w , показанная на рис. 2. Для практических расчетов удобно использовать упрощенный вариант формул (7)–(9), который получается разложением названных формул в ряд по малому параметру. В результате получаем

$$C_1 = w \cdot \epsilon_0 \frac{2}{\pi} \ln\left(4\frac{l}{s}\right), \quad (10)$$

$$C_2 = \frac{w \cdot \epsilon_0 (\epsilon_2 - \epsilon_3)}{s/h_2 + (4/\pi) \ln 2}, \quad (10')$$

$$C_3 = w \cdot \epsilon_0 (\epsilon_3 - 1) \frac{1}{\pi} \ln\left(16\frac{h_3 - h_2}{\pi s}\right). \quad (10'')$$

В формулах (10) в качестве малого параметра использованы соответственно sl/l , h_2/s и s/h_3 .

Пределы применимости расчетных формул

Используемый нами метод частичных емкостей имеет ограниченную область применения. Дело в том, что метод частичных емкостей основан на введении "магнитных стенок" между отдельными слоями планарной структуры. Некоторая корректировка достигается за счет корректировки диэлектрической проницаемости слоев. При большом расстоянии между электродами силовые линии уже не будут концентрироваться в пределах избранного слоя, а будут выходить за них, нарушая тем самым концепцию "магнитной стенки". Можно сформулировать следующее ограничение на применимость метода частичных емкостей, которые обеспечивают применимость концепции "магнитной стенки". Метод применим, если при соотношении проницаемостей $\epsilon_2/\epsilon_3 > 10^2$ выполняется неравенство

$$s \leq 10h_2. \quad (11)$$

Это хорошо согласуется с результатами расчетов [17], осуществленных применительно к двухслойной планарной структуре без предположения о наличии магнитной стенки. Расчет показал, что при выполнении неравенства (11) ошибка в расчете полной емкости планарной структуры, возникающая вследствие принятых выше приближений, не превосходит $\pm 1\%$.

Сопоставим также результаты, полученные с помощью точных формул, полученных с помощью конформных отображений, (7)–(9) и упрощенных формул (10)–(10'').

Рассмотрим конкретную реализацию планарного конденсатора, у которого в широких пределах будем изменять ширину зазора s при фиксированных остальных размерах, приведенных в табл. 1.

На рис. 4, *a–c* приведены значения каждой из частичных емкостей, рассчитанные по формулам (5)–(7) и (8)–(10). Для наглядности построена обратная емкость каждого из слоев в функции от относительной величины зазора. В каждом из рассмотренных случаев величина

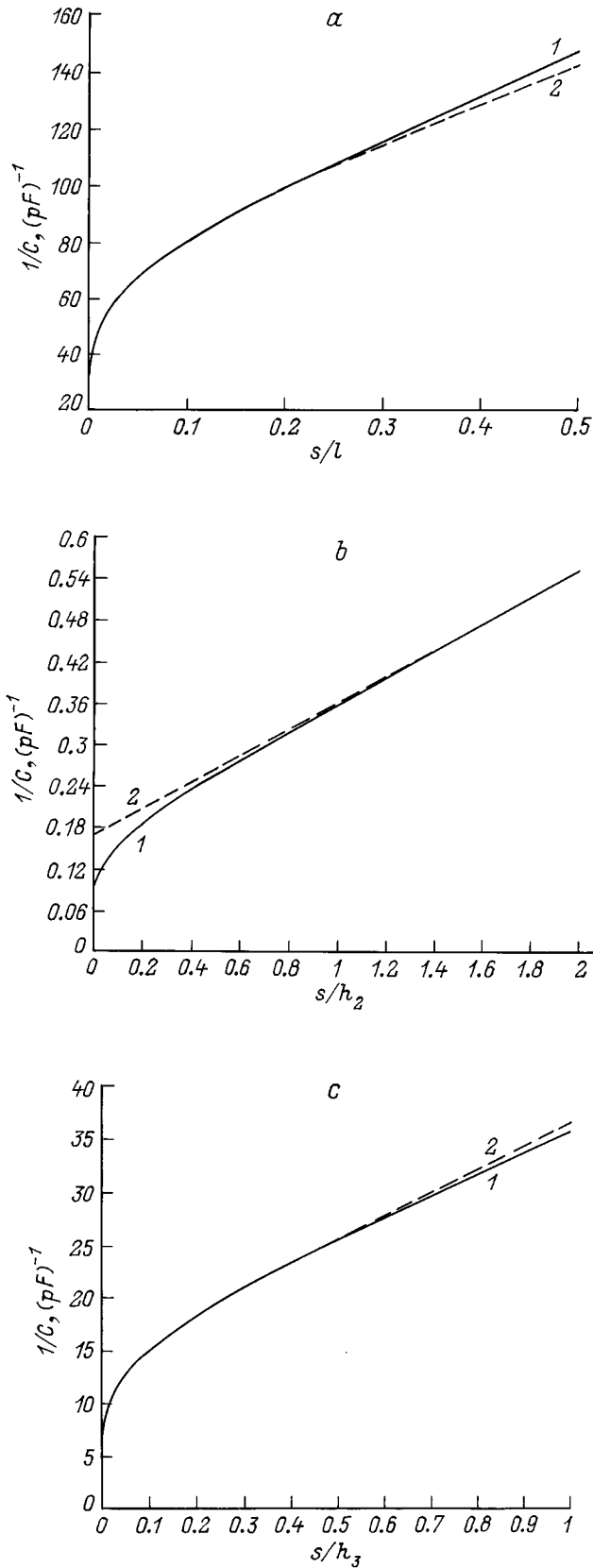


Рис. 4. Пределы совпадения расчета частичных емкостей по точным и упрощенным формулам, полученным путем конформных отображений: *a–c* — частичные емкости, показанные на рис. 3.

Таблица 1. Численные характеристики планарных структур для расчета частичных емкостей, результаты которого приведены на рис. 4–6

	Толщина, μm	ϵ_r	Длина l , μm	Ширина w , μm
Электроды	$h_1 = 0$	—	2000	$w = 600$
Слой 2	$h_2 = 1$	$\epsilon_2 = 1000$	2000	$w = 600$
Слой 3	$h_3 = 500$	$\epsilon_3 = 11$	2000	$w = 600$

зазора отнесена к характерному размеру соответствующей структуры: в случае электродов это — их длина, в случае диэлектрических слоев — их толщина. Из рисунка видно, что упрощенные формулы хорошо работают при выполнении следующих неравенств: 1) для емкости, образованной полями рассеяния в воздухе,

$$s \leq 0.25l; \quad (12)$$

2) для емкости сегнетоэлектрического слоя

$$s \geq h_2; \quad (13)$$

3) для емкости подложки

$$s \leq 0.5h_3. \quad (14)$$

Очевидно, что неравенства (12)–(14) должны применяться совместно с неравенством (11).

Учет размерного эффекта в сегнетоэлектрической пленке

Известно [8], что в тонких слоях сегнетоэлектрических материалов проявляется размерный эффект, т.е. проявляется зависимость электрофизических параметров материала от толщины его слоя. Установлено, что размерный эффект по-разному проявляется при разной ориентации вектора сегнетоэлектрической поляризации по отношению к границам слоя [19]. Играет роль вид граничных условий: металл, высокотемпературный сверхпроводник, диэлектрик [20]. Будем полагать, что

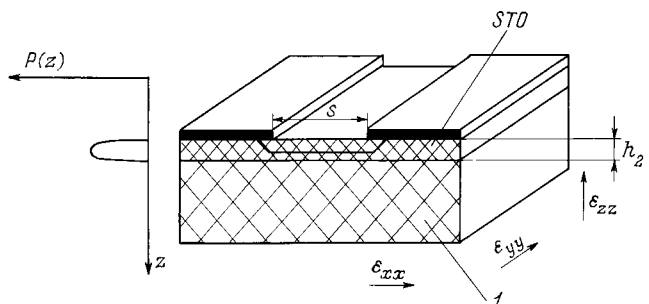


Рис. 5. К образованию эффективной анизотропии сегнетоэлектрического слоя, вызванной размерным эффектом (*1* — подложка).

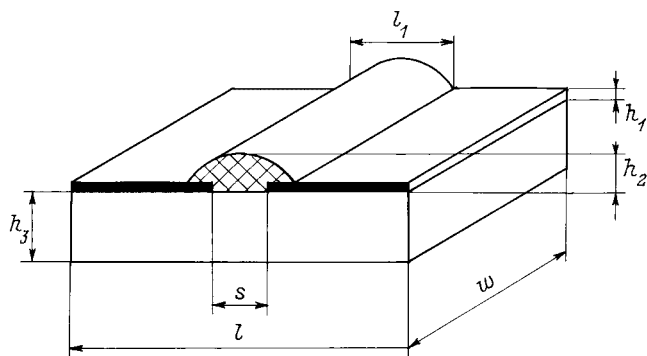


Рис. 6. Схема планарного конденсатора, исследованного экспериментально [21].

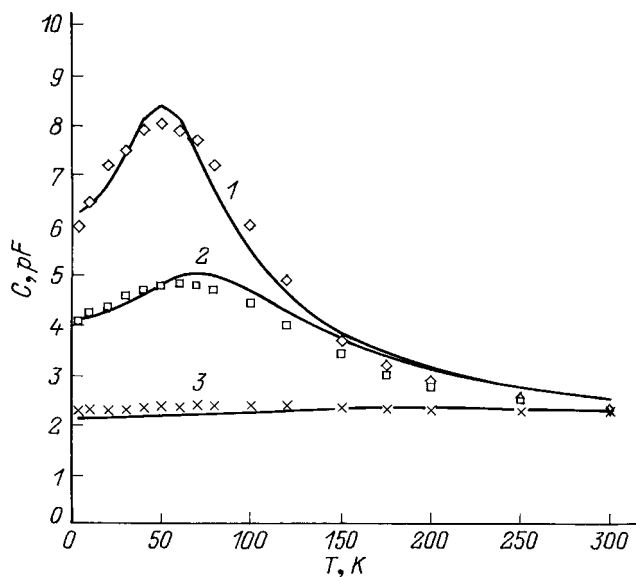


Рис. 7. Зависимость емкости планарного конденсатора на основе пленки SrTiO₃ от температуры и приложенного напряжения: сплошные линии — расчет, символы — эксперимент. Приложенное напряжение: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 50 В.

сегнетоэлектрическая поляризация равна нулю (“заморожена”) на обеих поверхностях сегнетоэлектрического слоя. Благодаря этому поперек слоя существует градиент сегнетоэлектрической поляризации. Так, в случае планарного конденсатора в центральной части слоя (там, где поле однородно) направление вектора напряженности электрического поля перпендикулярно градиенту поляризации (рис. 7). В данном случае размерный эффект может проявиться только при $h < 10^{-2} \mu\text{m}$ [19]. Поэтому по отношению к составляющим поля, параллельным границам раздела, диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика не травмируется размерным эффектом.

Обозначим диэлектрическую проницаемость по отношению к компонентам поля, параллельным границе раздела, через ε_s . Поскольку по отношению к этим компонентам размерный эффект не проявляется, то

$$\varepsilon_s = \varepsilon_2. \quad (15)$$

Обозначим через ε_h эффективную диэлектрическую проницаемость для компонент поля, направленных вдоль оси z (рис. 5). Полагая, что сегнетоэлектрическая поляризация “заморожена” на границах между слоями, получим

$$\frac{1}{\varepsilon_h} = \frac{1}{\varepsilon_2} + \frac{2}{\alpha h_2}, \quad (16)$$

где $\alpha = 1/\sqrt{2\lambda_1}$, $\lambda_1 = 10^{-19} \text{ (m}^2\text{)}$ [8,19,20].

Таким образом, диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического слоя оказывается анизотропной. Эффективная анизотропия сегнетоэлектрического слоя, вызванная размерным эффектом, может быть представлена в виде тензора

$$|\varepsilon| = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix}, \quad (17)$$

где $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_2$, $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_h$.

Теперь используем формулу для емкости планарного конденсатора на анизотропном диэлектрическом слое [9] и получим

$$C_2 = \varepsilon_0 \frac{w}{\sqrt{\varepsilon_{yy}}} \left[\frac{s/\sqrt{\varepsilon_{xx}}}{h_2/\sqrt{\varepsilon_{zz}}} + \frac{4}{\pi} \ln 2 \right]^{-1} \sqrt{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}}. \quad (18)$$

Подставляя сюда значения компонент тензора диэлектрической проницаемости слоя, получим выражение для емкости планарного сегнетоэлектрического слоя с учетом размерного эффекта

$$C_2 = \varepsilon_0 \frac{w\varepsilon_2}{s/h_2 + (4/\pi) \ln 2 - \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_h}}, \quad (19)$$

где отношение $\varepsilon_2/\varepsilon_h$ с учетом (16) будет иметь вид

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_h} = 1 + \frac{2\varepsilon_2}{\alpha h_2}. \quad (20)$$

Таким образом, окончательно емкость конденсатора с учетом размерного эффекта в рамках метода частичных емкостей может быть представлена в следующем виде:

$$C = \varepsilon_0 w \cdot \left[\frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{4l}{s} \right) + \frac{\varepsilon_3 - 1}{\pi} \ln \left(16 \frac{(h_3 + h_2)}{\pi s} \right) + \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}{s/h_2 + (4/\pi) \ln 2 \sqrt{1 + 2\varepsilon_2/\alpha h_2}} \right]. \quad (21)$$

Моделирование диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя как функции температуры и напряженности поля

Используем следующую феноменологическую модель зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика от температуры и напряженности электрического поля [7,8]:

$$\varepsilon(\xi_s, T, E) = \varepsilon_{00} \left[(a(\xi_s, T, E))^{1/2} + \xi(\xi_s, E)^{2/3} + (a(\xi_s, T, E))^{1/2} - \xi(\xi_s, E)^{2/3} - \eta(T) \right]^{-1}, \quad (22)$$

где T — температура, E — напряженность поля.

Остальные составляющие формулы (22) представляются следующими выражениями:

$$\eta(T) = \frac{T_F}{4T_C} \sqrt{1 + \left(\frac{4T}{T_F}\right)^2} - 1,$$

$$\xi(\xi_s, E) = \sqrt{\xi_s^2 + \left(\frac{E}{E_N}\right)^2},$$

$$a(\xi_s, T, E) = \xi(\xi_s, E)^2 + \eta(T)^3. \quad (23)$$

Здесь использованы следующие параметры модели: параметр ε_{00} определяется через постоянную Кюри–Вейсса; T_C — температура Кюри; T_F — эффективная температура Дебая, связанная с колебаниями кристаллической решетки, ответственными за сегнетоэлектрическую поляризацию, этот параметр играет существенную роль при моделировании свойств виртуальных сегнетоэлектриков, какими, например, являются титанат стронция (SrTiO_3) и танталат калия (KTaO_3); E_N — нормирующее поле, определяющее диэлектрическую нелинейность материала; ε_s — параметр, характеризующий внутренние напряжения в кристалле, его можно назвать мерой несовершенства кристалла.

В табл. 2 приведены численные значения модельных параметров для пленок SrTiO_3 [7,8], полученные в результате обработки экспериментальных данных для монокристалла и серии тонкопленочных сэндвич-конденсаторов.

Таблица 2. Средние значения параметров модели, полученные для образцов SrTiO_3

Параметр модели	ε_{00}	T_C , К	T_F , К	E_N , kV/cm	ξ_s	$C = \varepsilon_{00}T_C$, К
Среднее значение для монокристалла	2100	42	175	19.0	0.02	$8.8 \cdot 10^4$
Среднее значение для пленок	3000	34.5	155	7.0	1.2	$10.4 \cdot 10^4$

В табл. 2 также приведено значение постоянной Кюри–Вейсса C , наиболее устойчивой характеристики сегнетоэлектрического состояния твердого тела.

Сопоставление с экспериментом

Для сравнения с экспериментом выберем исследование планарного конденсатора на основе пленки SrTiO_3 , включенного в микрополосковый СВЧ резонатор [21]. На рис. 6 показана конструкция резонатора с включенным в него планарным конденсатором. Размеры элементов конструкции приведены в табл. 3.

Емкость планарного конденсатора измерялась по сдвигу резонансной частоты резонатора (10–12 GHz). Заметим, что диэлектрическая проницаемость SrTiO_3 не

Таблица 3. Размеры микрополоскового резонатора и планарного конденсатора в его составе, показанного на рис. 6

	Толщина, μm	ε_r	Длина, μm	Ширина w , μm
Электроды	$h_1 = 0.3$	–	$l = 9000$	3730
Слой SrTiO_3	$h_2 = 0.5$	$\varepsilon_2 = \varepsilon(\xi_s, T, E)$	$l_1 = 100$	3730
Слой LaAlO_3	$h_3 = 430$	$\varepsilon_3 = 22$	$l = 9000$	3730

испытывает заметной дисперсии до частот порядка 100 GHz. Применительно к рассматриваемой конструкции формула (21), полученная выше для наиболее общей схемы планарного конденсатора, нуждается в некоторой корректировке.

1. Сегнетоэлектрический слой находится над электродами, поэтому его эффективная диэлектрическая проницаемость в последнем слагаемом в формуле (21) должна быть представлена как

$$\varepsilon_2^* = \varepsilon_2 - 1. \quad (24)$$

2. Если бы емкость рассматриваемого конденсатора измерялась на низких частотах, то полная длина электродов $l = 9 \text{ mm}$ должна была бы быть учтена при расчете емкости воздуха. Однако при измерениях на СВЧ электроды образуют резонатор и их размеры определяют его невозмущенную резонансную частоту. В этом случае "воздушная" частичная емкость образована емкостью зазора в микрополосковой линии [22]. Эту емкость можно приближенно описать как погонную емкость короткой щели в проводящем экране [22]

$$C = \varepsilon_0 w \frac{2}{\pi} \left[\ln\left(\frac{w}{s}\right) + 1 \right]. \quad (25)$$

Учитывая сказанное, перепишем (21) в следующем виде:

$$C = \varepsilon_0 w \cdot \left\{ \frac{2}{\pi} \left[\ln\left(\frac{w}{s}\right) + 1 \right] + \frac{\varepsilon_3 - 1}{\pi} \ln\left(16 \frac{h_3 + h_2}{\pi s}\right) + \frac{\varepsilon_2 - 1}{s/h_2 + (4/\pi) \ln 2 \sqrt{1 + 2\varepsilon_2/\alpha h_2}} \right\}. \quad (26)$$

Заметим также, что при расчете емкости планарного конденсатора мы не учли толщину электродов.

В работе [21] приведена зависимость измеренной емкости планарного конденсатора от температуры и приложенного напряжения. Приложенное напряжение мы пересчитали в напряженность смещающего поля по предельно простой формуле

$$E = \frac{U}{s}. \quad (27)$$

Такой расчет является довольно грубым приближением, поскольку реальное распределение поля в планарном

Таблица 4. Параметры модели для пленки SrTiO₃ в составе планарного конденсатора

Параметр модели	ϵ_{00}	T_C , К	T_F , К	E_N , kV/cm	ξ_s	$C = \epsilon_{00}T_C$, К
Найденное значение	1890	46.5	158	8	0.456	$8.8 \cdot 10^4$

конденсаторе определяется неоднородностью граничных условий и нелинейностью среды.

Соберем все сказанное выше в формулу (26). Найдем модельные параметры сегнетоэлектрика ϵ_{00} , T_C , T_F , E_N и ξ_s так, чтобы обеспечить минимум среднеквадратичного отклонения рассчитанной и измеренной емкостей. Результаты подбора приведены в табл. 4.

На рис. 7 приведены экспериментальные и расчетные зависимости емкости планарного конденсатора от температуры и напряженности поля.

Сравнение данных, приведенных в табл. 2 и 4, показывает, что параметры материала, использованного в [21], лежат в пределах разброса, связанного с различием технологии получения пленок титаната стронция.

Заключение

Рассмотренная модель позволяет рассчитать емкость слоистой планарной структуры, содержащей тонкий слой сегнетоэлектрического материала. В основу расчета емкости положен метод частичных емкостей и конформных отображений. Метод частичных емкостей основан на введении "магнитных стенок" между слоями, т.е. на предположении о том, что силовые линии поля параллельны границам раздела сред и не выходят за них. Применимость метода частичных емкостей обеспечивается выполнением соответствующих соотношений геометрических размеров структуры. Точные, но громоздкие формулы, даваемые конформным преобразованием, могут быть значительно упрощены при использовании разложения по малому параметру. При выполнении оговоренных условий погрешность применения упрощенных формул для расчета емкости планарных конденсаторов не превышает 1–2%. Изложенное ранее модельное описание зависимости диэлектрической проницаемости виртуального сегнетоэлектрика от температуры и напряженности постоянного электрического поля хорошо сочетается с методом частичных емкостей. Учет размерного эффекта приводит к появлению дополнительного члена в модельной формуле для емкости тонкого сегнетоэлектрического слоя. Рис. 7 показывает хорошее совпадение сделанного расчета с экспериментальными данными для зависимости двухслойного планарного конденсатора от температуры и приложенного постоянного напряжения.

Список литературы

- [1] Vendik O.G., Ter-Martirosyan L.T., Dedyk A.I., et al. // *Ferroelectrics*. 1993. Vol. 144. N 1–4. P. 33–43.
- [2] Vendik O.G., Mironenko I.G., Ter-Martirosyan L.T. // *Microwave & RF*. 1994. Vol. 33. N 7. P. 67–70.
- [3] Gevorgian S.S., Kaparkov D.I., Vendik O.G. // *Proc. of IEE* (London). 1994. Vol. 30. N 15. P. 1236–1237.
- [4] Findikoglu A.T., Jia Q.X., Campbell I.H. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 66. N 26. P. 3674–3677.
- [5] Special Issue on the Microwave and Millimeter Wave Applications of High Temperature Superconductivity. // *IEEE Trans. on MTT*. 1996. Vol. 44. N 7. P. 1193–1392.
- [6] Сегнетоэлектрики в технике СВЧ / Под ред. О.Г. Вендика. М.: Сов. радио, 1979. 269 с.
- [7] Вендик О.Г., Зубко С.П. // *ЖТФ*. 1997. Т. 67. Вып. 3. С. 29–33.
- [8] Вендик О.Г., Зубко С.П., Тер-Мартirosян Л.Т. // *ФТТ*. 1996. Т. 38. Вып. 12. С. 3654–3664.
- [9] Лаврик В.И., Савельев В.Н. // *Справочник по конформным отображениям*. Киев: Наукова думка, 1970. 252 с.
- [10] Кочанов Э.С. // *Радиотехника*. 1967. Т. 22. Вып. 7. С. 82–85.
- [11] Кочанов Э.С. // *Радиотехника*. 1975. Т. 30. Вып. 1. С. 92–94.
- [12] Hoffman K.R. // *Handbook of Microwave Integrated Circuits*. Artech House, 1987.
- [13] Bedair S.S., Wolf I. // *IEEE Trans. on MTT*. 1992. Vol. 40. N 1. P. 41–48.
- [14] Gevorgian S.S., Linnér L.J.P., Kollberg E.L. // *IEEE Trans. on MTT*. 1995. Vol. 43. N 4. P. 772–779.
- [15] Gevorgian S.S., Martinsson T., Linnér L.J.P. et al. // *IEEE Trans. on MTT*. 1996. Vol. 44. N 6. P. 896–904.
- [16] Chen E., Chou S.Y. // *IEEE Trans. on MTT*. 1997. Vol. 45. N 6. P. 939–945.
- [17] Деленив А.Н. // *ЖТФ*. 1999. Т. 69. Вып. 4. С. 000.
- [18] Гупта К., Гардж Р., Чадха Р. *Машинное проектирование СВЧ устройств*. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1987. 432 с.
- [19] Вендик О.Г., Мириненко И.Г., Тер-Мартirosян Л.Т. // *ФТТ*. 1984. Т. 26. Вып. 10. С. 3094–4000.
- [20] Вендик О.Г., Тер-Мартirosян Л.Т. // *ФТТ*. 1994. Т. 36. Вып. 11. С. 3343–3351.
- [21] Galt D., Price C., Beall J.A. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1993. Vol. 63. N 22. P. 3078–3080.
- [22] Kasa I. // *Microwave Intergrated Circuits*. New York: Elsvier, 1993.