

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.38.3; 53.082.62

ТЕПЛОВЫЕ ПРИЁМНИКИ НЕОХЛАЖДАЕМЫХ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ТЕПЛОВИЗИОННЫХ МАТРИЦ. Ч. II. НОВЫЕ, НЕТЕПЛОИЗОЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

С. Д. Иванов, Э. Г. Косцов

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: kostsov@iae.nsk.su*

Разработан новый подход к построению теплового элемента многоэлементной матрицы на базе тонких пироэлектрических плёнок: элемент не теплоизолируется от подложки, не отделяется зазором от её поверхности и функционирует за счёт накопления заряда, генерируемого ИК-излучением, за время кадра. Описан новый принцип высокоскоростной модуляции излучения. Представлены экспериментальные исследования поведения пироэлектрического коэффициента в плёнках ниобата бария-стронция ($Ba_xSr_{1-x}Nb_2O_6$), который достигает значений до $(1-2) \cdot 10^{-3}$ Кл/м². Показано, что чувствительные элементы размером 12×12 мкм обладают в режиме накопления заряда удельной обнаружительной способностью выше 10^9 см · Гц^{0,5} · Вт⁻¹.

Ключевые слова: инфракрасная техника, тепловые приёмники излучения, пироэлектрические плёнки, мегапиксельная матрица, пироэлектрический заряд, температуропроводность.

DOI: 10.15372/AUT20160113

Введение. В последние годы достигнут большой прогресс в изготовлении в промышленных масштабах многоэлементных неохлаждаемых матриц тепловых приёмников на базе теплоизолированных чувствительных элементов, в первую очередь резистивных микроболометров. Такие матрицы в течение 10–15 лет являются основными устройствами для работы с ИК-изображениями. Принцип работы микроболометров заключается в использовании чувствительности их сопротивления к абсолютному значению температуры в объёме приёмника. Для увеличения этой температуры за счёт энергии излучения, падающей на приёмник, осуществляется несколько технологических операций: максимально уменьшаются тепловая масса приёмника, его объём и поток тепла от приёмника во внешнюю среду, к подложке. Кроме того, собирается и подводится непосредственно к приёмнику вся энергия излучения, поступающая на поверхность каждого пикселя. Для решения этих задач используются достижения современной MEMS-технологии: создание 3D-структур методами глубокого травления кремния с применением нескольких жертвенных слоёв. Главным параметром, определяющим чувствительность теплового приёмника матрицы, является тепловое сопротивление R_T участка тепловой цепи объём приёмника — подложка. Увеличение R_T в последние годы было основным резервом повышения пороговой чувствительности элемента. В настоящее время величина R_T достигает значений до 10^8 К/Вт, что приближается к предельному значению, ограниченному радиационным энергообменом поверхности приёмника с подложкой. Указанное значение R_T определяется максимально возможной для пикселя длиной микробалки, поддерживающей подвеску приёмника над поверхностью подложки. Она выполнена в виде торсионной пружины и равна нескольким длинам стороны пикселя (до 100 мкм) толщиной менее 0,1–0,3 мкм. Увеличение числа таких конструкций в матрице до 10^6 и более сопровождается серьёзными технологическими проблемами, связанными с необходимостью как соблюдения высокой

однородности параметров элементов, постоянного поддержания равновесия механических напряжений между слоями в каждом элементе, так и исключения деформаций микроблоков. Решение указанных вопросов в современных матрицах обеспечивают электронные процессоры, располагаемые в одном корпусе с фотоприёмной матрицей, применение специальных алгоритмов коррекции результатов наблюдения, а также настройка процессора в режиме периодического тестирования каждого элемента с учётом линейной зависимости сопротивления микроболметра от температуры.

К настоящему времени практически достигнуты предельные значения по всей совокупности параметров неохлаждаемых ИК-матриц.

Цель данной работы — создание нового подхода к построению теплового элемента мегапиксельных неохлаждаемых матриц для регистрации излучения дальнего ИК-диапазона, основанного на накоплении электрического заряда, генерируемого в тонкой пироэлектрической плёнке. Представленная работа является продолжением [1].

Новый элемент неохлаждаемой ИК-матрицы. Рассмотрим новый подход к построению элемента мегапиксельной пироэлектрической матрицы, который благодаря пироэлектрическому эффекту позволяет перейти от традиционных для тепловых элементов режимов накопления тепла в объёме чувствительного элемента во время действия потока излучения к режиму накопления заряда. Описываемая конструкция элемента не нуждается в использовании MEMS-технологии и вакуумной упаковки.

Такой подход имеет следующие отличительные особенности:

1. Чувствительный элемент не теплоизолируется, наоборот, одна из его поверхностей находится в хорошем тепловом контакте с подложкой, температура которой поддерживается постоянной (температура внешней среды).

2. Толщина пироэлектрической плёнки не ограничена ни параметрами мембраны, ни механическими напряжениями, она ограничена только размером матрицы, например при размере матрицы 1500×1500 элементов толщина плёнки не должна превышать 3 мкм.

3. Отсутствие мембраны резко снижает технологические проблемы при создании матрицы ИК-приёмников и позволяет применять пироэлектрические плёнки большей толщины с максимально возможным пироэлектрическим коэффициентом γ .

4. Использование режима накопления заряда за время кадра.

В этом случае в момент действия импульса излучения, сопровождаемого пироэлектрическим током, с длительностью, определяемой временем прохождения теплового фронта через пироэлектрический слой, происходит накопление заряда на конденсаторе. После прекращения импульса излучения образец охлаждается, что сопровождается пироэлектрическим током с противоположной полярностью с накоплением заряда на другом конденсаторе. По завершении кадра эти заряды суммируются и фактически ни один фотон ИК-излучения не исключается из формирования сигнала. Схема функционирования элемента представлена на рис. 1.

Отметим, что конструкция элемента допускает возможность вариации конфигурации и размеров электродов, это позволяет использовать его для регистрации излучения с большим значением длины волны (до 100 мкм и более).

Особенности функционирования элемента. Рассмотрим особенности функционирования описанного элемента на примере структуры, расположенной на поверхности подложки (рис. 2): поглощающий ИК-излучение электрод — пироэлектрическая плёнка — внутренний электрод.

Основным процессом, определяющим генерацию пироэлектрического тока и заряда, является перераспределение во времени температуры в объёме пироэлектрического слоя в моменты его нагревания энергией периодически воздействующих импульсов излучения и

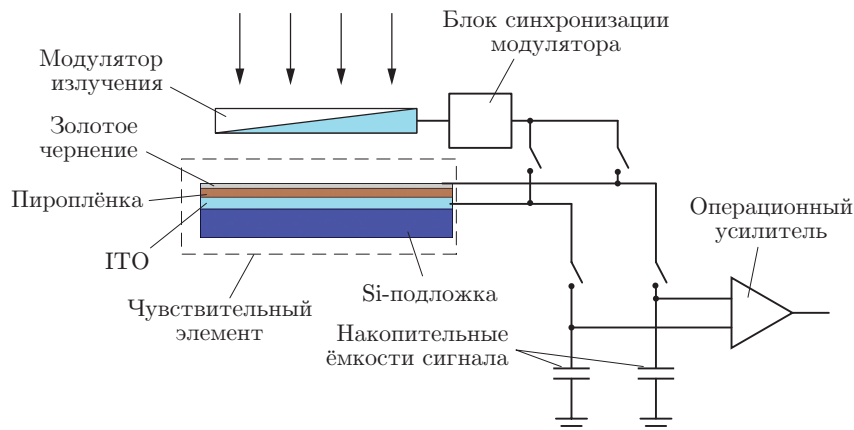


Рис. 1. Схема, представляющая принцип функционирования нового элемента

охлаждения этого объёма за счёт тепловой диффузии после прекращения действия излучения, отвода тепла в подложку.

Рассмотрим случай, когда на поглощающий электрод d_1 поступает излучение в течение ограниченного времени (импульс), а на электроде d_3 (на поверхности подложки) поддерживается постоянная температура.

Будем полагать, что толщина поглощающего электрода d_1 значительно меньше толщины пироэлектрического слоя d_2 , а на образец периодически действуют импульсы излучения длительностью t_p с временем паузы $t_{\text{п}}$ и интенсивностью I ($\text{Вт}/\text{м}^2$). Энергия импульсов поглощается во внешнем электроде с теплопроводностью λ_1 и температуропроводностью χ_1 значительно большими, чем λ_2 и χ_2 материала пироэлектрика.

Для вычисления распределения температуры во времени $T(x, t)$ при воздействии импульса излучения в каждом из слоёв элемента использовалось классическое уравнение теплопроводности

$$\partial T_i / \partial t = \chi_i (\partial^2 T_i / \partial x^2), \quad (1)$$

где $i = 1, 2, 3, 4$ для каждого из слоёв.

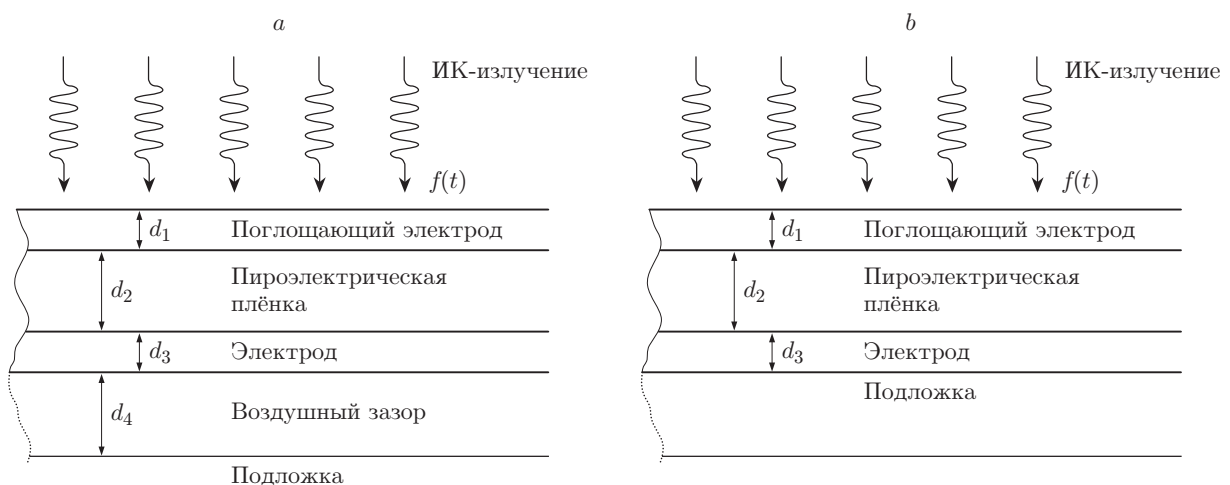


Рис. 2. Варианты конструкции чувствительного элемента: теплоизолированного (a) и с контактом (b)

На внешней границе поверхности поглощающего электрода, на который поступал поток энергии $I(t)$, выполняется условие

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = f(t) \Big|_{x=L} = I(t). \quad (2)$$

На границе раздела слоёв поддерживается условие равенства температур и потоков:

$$\begin{cases} T_i = T_{i+1}, \\ -\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x} = -\lambda_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial x}. \end{cases} \quad (3)$$

На внутренней границе поддерживается постоянная температура, равная температуре окружающей среды.

Для численного решения нестационарных задач распределения температуры в многослойных тонкоплёночных структурах были созданы пакеты программ.

Выберем для определённости следующие конкретные параметры структуры: $d_1 = 0,05$, $d_2 = 3$, $d_3 = 0,1$ мкм; $\lambda_1 = 91$ Вт/м·град и $\chi_1 = 2,4 \cdot 10^{-5}$ м²/с (материал NiCr); $\lambda_2 = 1,05$ Вт/м·град и $\chi_2 = 5,2 \cdot 10^{-7}$ м²/с (материал SBN); $\lambda_3 = 71$ Вт/м·град и $\chi_3 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ м²/с (материал Pt); $\lambda_4 = 145$ Вт/м·град и $\chi_4 = 8,7 \cdot 10^{-5}$ м²/с (подложка Si). Будем полагать, что величина t_p близка ко времени прохождения теплового фронта через пироэлектрик.

На рис. 3 представлено распределение приращения температуры $\Delta T(x, t)$ в каждом слое структуры электрод (NiCr) — пироэлектрическая плёнка (SBN) — электрод (Pt) — подложка (Si). Подложка имеет фиксированную температуру $T = 300$ °С. На поглощающий электрод воздействует импульс излучения с плотностью потока 1 Вт/м². На рисунке показаны изменения во времени температуры $\Delta T(x, t)$, пунктирные кривые описывают последовательность её уменьшения после прекращения действия излучения. Время достижения температурой стационарного распределения составляет в первом приближении значение $3d^2/\chi$, т. е. равно $5,2 \cdot 10^{-5}$ с. Как видно, после выхода $\Delta T(x, t)$ на стационарное

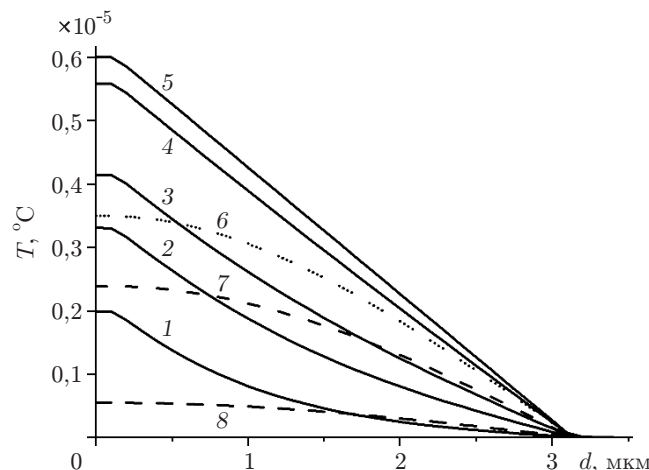


Рис. 3. Распределение температуры в объёме пироэлектрической плёнки в процессе её нагревания в моменты времени 8, 17, 34, 43, 51 мкс (кривые 1–5) и охлаждения в моменты времени 68, 85, 102 мкс (кривые 6–8). Параметры расчёта: $d_1 = 0,05$ мкм, $d_2 = 3$ мкм, $d_3 = 0,1$ мкм, $I = 1$ Вт/м², $t_p = 52$ мкс, $\chi_2 = 5,2 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $t_p + t_{\text{н}} = 102$ мкс

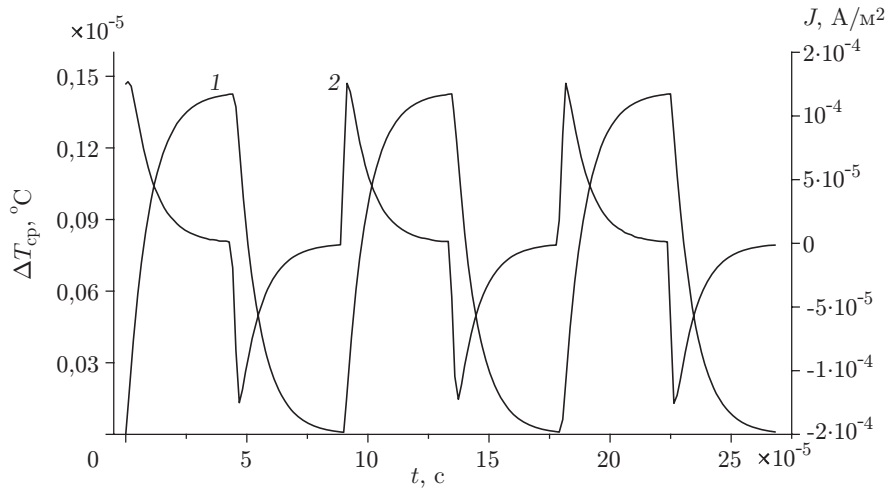


Рис. 4. Изменение во времени средней температуры $\Delta T_{cp}(t)$ в объеме пироэлектрической плёнки толщиной 3 мкм и соответствующее поведение пироэлектрического тока $J_p(t)$

значение плотности теплового потока от внешнего электрода и плотность потока на внутренней границе структуры одинаковы и дальнейшее продолжение воздействия импульса излучения неэффективно, поскольку величина пироэлектрического тока становится практически нулевой. После выключения импульса излучения происходит охлаждение образца, которое продолжается в течение времени меньшего $3d^2/\chi$ и сопровождается, несмотря на отсутствие в этот момент действия на него потока энергии, появлением пироэлектрического тока, но с противоположным знаком, при этом величины заряда, генерируемые в момент нагрева и охлаждения пироэлектрического слоя, близки.

На рис. 4 показано поведение во времени средней по объёму пироэлектрического слоя температуры $\Delta T_{cp}(t)$ (кривая 1), соответствующее изменениям $\Delta T(x, t)$, представленным на рис. 3. Из рис. 4 следует, что время выхода $\Delta T_{cp}(t)$ на стационарное состояние близко к $2,5d^2/\chi$.

Таким образом, только в моменты времени, меньшие времени продвижения теплового фронта в пироэлектрическом слое, можно наблюдать пироэлектрический ток $J_p(t)$, который равен $\gamma S d T_{cp}(t)/dt$, где $T_{cp}(t) = 1/d \int T(x, t) dx$ (интегрирование от d_1 до d_2) — средняя температура в объёме пироэлектрической плёнки в данный момент времени.

Поведение во времени величины $J_p(t)$, соответствующей изменению распределения температуры в объёме пироэлектрика и представленной на рис. 3 в предположении, что γ имеет значение 10^{-3} Кл/м² · град, описывает кривая 2 на рис. 4.

Общая величина пироэлектрического заряда $Q_{\text{такт}}$, накапливаемого за такт как при нагревании образца, так при его охлаждении, равна $2\gamma S d T_{cp}(t_p, x)$. В таком режиме функционирования элемента ни один ИК-фотон не используется неэффективно, все они утилизируются и находят отражение в величине генерируемого заряда обоих знаков.

Чувствительность элемента к воздействию излучения можно характеризовать величиной суммарного заряда $Q_{\text{такт}}$, формируемого в пироэлектрической плёнке за такт модуляции излучения.

На рис. 5 представлены зависимости величины удельного заряда $Q_{\text{такт}}$, генерируемого в процессе нагрева пироэлектрической плёнки, от времени действия импульса излучения за такт в координатах $t_p \chi/d^2$ для двух толщин плёнки (3 и 5 мкм). Как видно, происходит насыщение величины этого заряда при времени $3d^2/\chi$, а плотность пироэлектрического тока больше при меньшей толщине плёнки. Из рис. 4 и 5 следует, что наиболее высокая

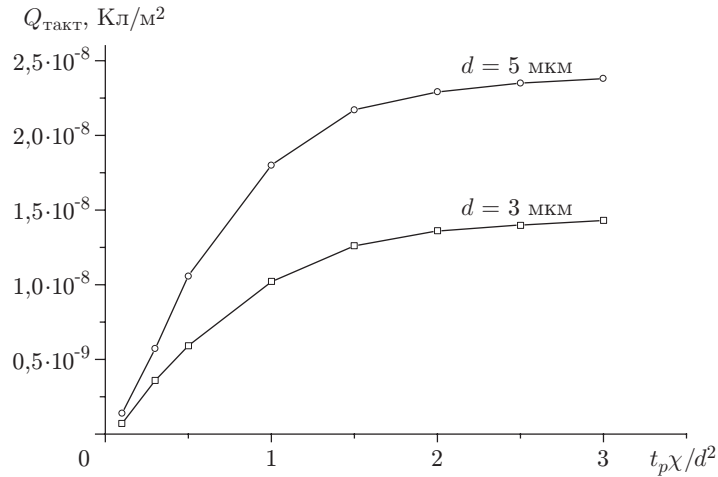


Рис. 5. Зависимости плотности генерируемого за один такт заряда при $I = 1 \text{ Вт/м}^2$ от длительности импульса излучения $t_p\chi/d^2$

скорость генерации заряда имеет место только в процессе продвижения теплового фронта в пирозлектрике к внутренней границе. Поэтому необходимо ограничивать длительность импульса излучения. Тогда оптимальная длительность близка к $2d^2/\chi$ и при вышеуказанных соответствующих параметрах составляет $3,4 \cdot 10^{-5} \text{ с}$.

Важным фактором, определяющим возможность получения максимальной величины $Q_{\text{такт}}$, является установление наилучшего соотношения между длительностью импульсов излучения t_p и временем паузы между ними $t_{\text{п}}$. В момент паузы происходит уменьшение $T_{\text{ср}}(t)$, сопровождаемое протеканием пирозлектрического тока с противоположной полярностью с генерацией соответствующего заряда. На рис. 6 представлены зависимости плотности генерируемого пирозлектрического заряда за время такта $t_{\text{п}} + t_p$ от величины $t_{\text{п}}$. Как видно, имеет место максимум в зависимости $Q_{\text{такт}}(t_{\text{п}})$. Физически его появление связано с тем, что скорость охлаждения образца в конце действия импульса снижается, так как уменьшаются скорость отвода тепла на внутренней границе $\lambda_2 dT(t, d_2)/dx$ и её вклад в величину генерируемого отрицательного заряда. Анализ показывает, что более эффективно, не дожидаясь полного снижения величины $T_{\text{ср}}$ до исходного значения, начинать

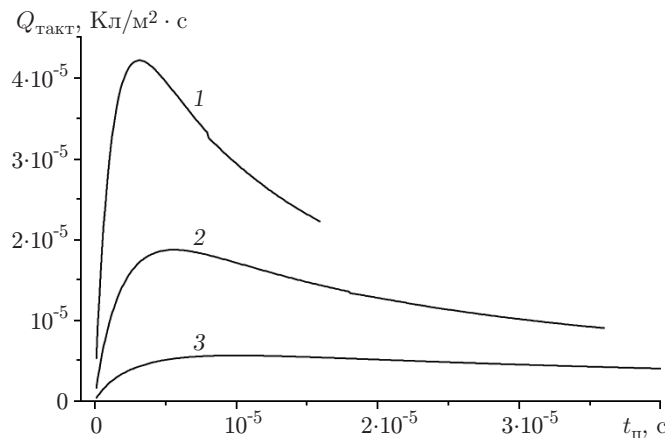


Рис. 6. Зависимости генерируемого пирозлектрического заряда от соотношения длительностей t_p и $t_{\text{п}}$: кривая 1 — $d_2 = 2$ мкм, $t_p = 8 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; 2 — $d_2 = 3$ мкм, $t_p = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ с}$; 3 — $d_2 = 5$ мкм, $t_p = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$

воздействие на образец потока энергии от очередного импульса излучения. В этом случае в пироэлектрическом слое остаётся некоторая температура, обеспечивающая последующее более быстрое охлаждение образца.

Чувствительность элемента. Оценим чувствительность рассматриваемых приёмников, основанных на накоплении заряда, формируемого во время действия импульса излучения, отметив, что, как известно, в режиме накопления отношение сигнал/шум возрастает в $N^{0,5}$ раз (N — число циклов накопления). Выберем оптимальную длительность импульса излучения как $2d^2/\chi$. Тогда удельная плотность энергии, поступившей на образец при потоке I (Дж/м²) за время такта, равна $2Id^2/\chi$ (Дж/м²). Средняя температура слоя при удельной теплоёмкости c_p за это время увеличится на $\Delta T_{\text{ср}} = 2Id/\chi c_p$. При этом средняя плотность пироэлектрического тока за время импульса $J_p = \gamma I/c_p d$ (А/м²), а плотность заряда, формируемого за один такт, $Q = \gamma 2Id/c_p \chi$ (Кл/м²). При суммировании заряда за цикл заряд—разряд общий заряд Q , генерируемый за единицу времени, равен $4\gamma I/c_p d$ (Кл/м² · с). Как видно, величина Q определяется толщиной пироэлектрической плёнки и может достигать высоких значений при соответствующей частоте модуляции излучения.

Одним из важнейших параметров приёмников излучения является величина их отклика на воздействие энергии излучения, например величина заряда. В рассматриваемом элементе отношение величины формируемого за такт заряда к величине энергии излучения Z , как нетрудно показать, равно $\gamma 2Id/c_p \chi / 2Id^2/\chi = \gamma/c_p d \equiv Z$ и обратно пропорционально d . Из этого следует, что с уменьшением толщины пироэлектрического слоя эффективность преобразования энергии растёт. Однако уменьшение d_2 должно сопровождаться увеличением частоты модуляции излучения на практике до 100 кГц.

Проведём оценки параметров элемента, не нарушая общности анализа: $d = 3$ мкм, $\gamma = 10^{-3}$ Кл/м² · град, $c_p = 2,1 \cdot 10^6$ Дж/м³, $\chi = 5,2 \cdot 10^{-7}$ м² · с⁻¹, $I = 1$ Вт/м². При указанных параметрах $Q = 1,9 \cdot 10^{-3}$ Кл/м² · с, а $Z = 1,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/Дж. Параметр Z на 2–3 порядка превышает подобные оценки для теплоизолированных элементов известных пироэлектрических и болометрических матриц.

Энергия, выделяемая за один такт в элементе, равна $4,89 \cdot 10^{-15}$ Дж. Его площадь $S = 1,44 \cdot 10^{-10}$ м², толщина пироэлектрической плёнки 3 мкм, объём $4,3 \cdot 10^{-16}$ м³, импульс воздействия излучения интенсивностью 1 Вт/м² и длительностью $3,4 \cdot 10^{-5}$ с. За время такта пироэлектрическая плёнка нагреется в среднем на $\Delta T_{\text{ср}} = 5,5 \cdot 10^{-6}$ °С и при $\gamma = 10^{-3}$ Кл/м² · град и средней плотности тока $J_p = 1,61 \cdot 10^{-4}$ А/м² будет сформирован общий заряд величиной $1,58 \cdot 10^{-18}$ Кл. При длительности ТВ-кадра $2 \cdot 10^{-2}$ с в режиме накопления заряда за 588 тактов его величина составит $9,3 \cdot 10^{-16}$ Кл. Отметим, что величина этого заряда не зависит от температуропроводности пироэлектрика.

При потоке излучения 1 Вт/элемент за время такта $3,4 \cdot 10^{-5}$ с элемент нагреется на $3,8 \cdot 10^4$ К, что соответствует генерируемому заряду $TS\gamma = 5,4 \cdot 10^{-9}$ Кл. В этом случае вольт-ваттная характеристика $S_v = 6,5 \cdot 10^3$ В/Вт, а при пересчёте на длительность кадра 1/50 с в режиме накопления заряда эквивалентная $S_v = 3,8 \cdot 10^6$ В/Вт.

Полагая, что шумовой заряд элемента $Q_{\text{ш}}$ служит ограничивающим фактором, оценим пороговый поток $I_{\text{п}}$ и число импульсов излучения, при которых может генерироваться заряд больший, чем $Q_{\text{ш}}$. Такой подход является достаточно идеализированным, поскольку реальные шумовые заряды определяются дополнительными шумами ключей в схемах считывания заряда. Отметим, что существуют различные схемы считывания информации с матрицы элементов. В настоящее время наиболее распространены два способа считывания информации с фотоприёмных матриц: КМОП-технологии и приборы с зарядовой связью (ПЗС). В рассматриваемом случае необходимо применение режима временной задержки и

накопления сигнала. Предпочтительнее ПЗС из-за отсутствия шумов при переносе заряда и высокого значения отношения сигнал/шум. Кроме того, в ПЗС-структурах может быть использован большой заряд потенциальной ямы (до 10^5 электронов), что необходимо при увеличении числа тактов сбора заряда, а тактовые частоты работы ПЗС-элементов (свыше 10 МГц) могут обеспечить функционирование многомерной матрицы (до 1500×1500 элементов и более). В таких устройствах должна выполняться синхронизация перемещения зарядов потенциальных ям всех ПЗС-элементов регистра и частоты модуляции ИК-излучения.

В полосе частот 1 Гц $Q_{\text{ш}} = (2kTS\varepsilon\varepsilon_0/d)^{1/2}$, общий заряд, генерируемый элементом за единицу времени за цикл заряд—разряд, равен $4\gamma SI/c_p d$ Кл/м² · с.

Тогда удельный пороговый поток излучения $I_{\text{п}}$ можно оценить из соотношений $4\gamma SI_{\text{п}}/dc_p > (2kTS\varepsilon\varepsilon_0/d)^{1/2}$ и $I_{\text{п}} > c_p(2kTd\varepsilon\varepsilon_0/S)^{1/2}/4\gamma$. При вышеуказанных параметрах $I_{\text{п}}$ составляет $7,2 \cdot 10^{-14}$ Вт/элемент или $3 \cdot 10^6$ фотонов с длиной волны 10 мкм. Отметим, что эти параметры значительно выше, чем у микроболометрических элементов с размерами 12×12 мкм [2]. Таким образом, удельная обнаружительная способность $D^* = S^{1/2}/I_{\text{п}} = 1,2 \cdot 10^{-3}/7,2 \cdot 10^{-14} = 1,6 \cdot 10^{10}$ см · Гц^{0,5} · Вт⁻¹, что близко к теоретическому пределу тепловых приёмников [3].

Оценка минимальной удельной разности температур (NETD) ΔT даёт величину 20 мК при частоте кадра 50 Гц. Такая оценка получена исходя из превышения величины шумового заряда элемента пироэлектрическим зарядом, сформированным потоком излучения чёрного тела при изменении его температуры на ΔT .

Экспериментальные исследования тонких пироэлектрических плёнок SBN с высокими значениями γ . Важнейшим параметром рассматриваемого элемента является величина пироэлектрического коэффициента. Для определения абсолютного значения этого коэффициента в пироэлектрических плёнках была разработана цифровая методика и создана экспериментальная установка, основанная на методе низкочастотной модуляции температуры образца [4], блок-схема установки представлена на рис. 7. Закон изменения температуры задавался элементом Пельтье размером 30×40 мм, значительно бóльшим площади исследуемых структур. Период модуляции температуры выбирался в пределах от 1 до 100 с при амплитуде 1–2 °С, предел чувствительности по току составлял 10^{-12} А. Внешний вид установки представлен на рис. 8.

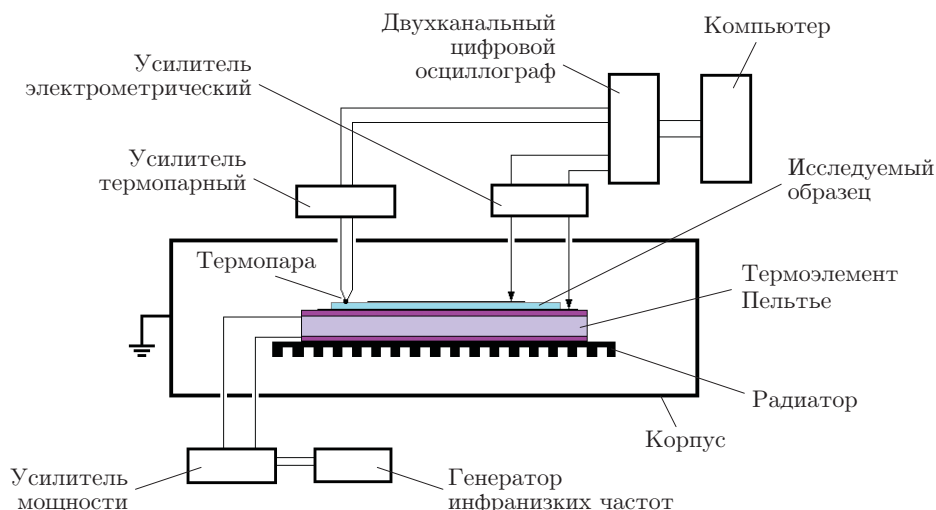


Рис. 7. Блок-схема установки для определения абсолютного значения пироэлектрического коэффициента в тонких плёнках

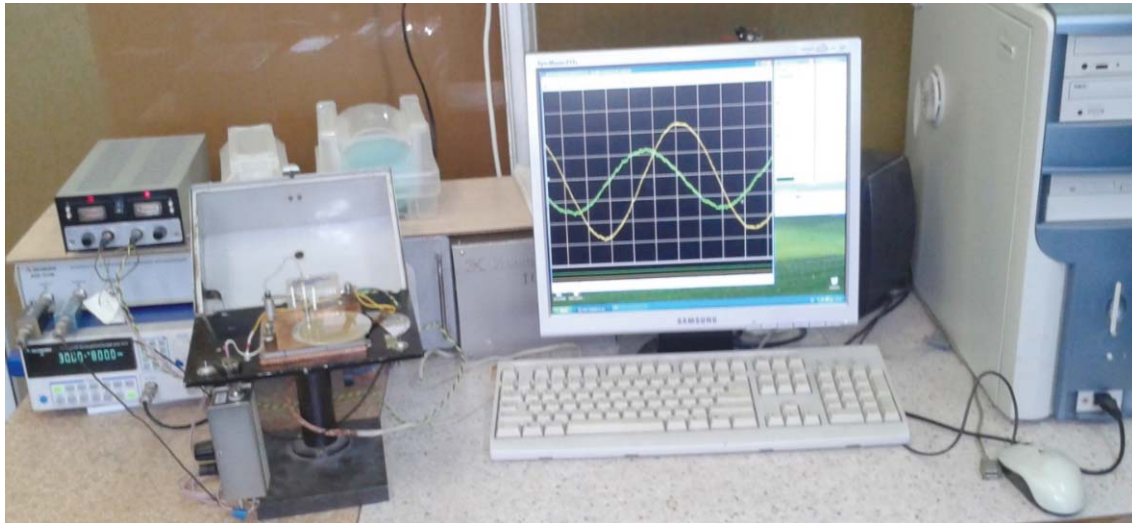


Рис. 8. Экспериментальная установка для определения в цифровом виде абсолютного значения пьезоэлектрического коэффициента γ в тонких пьезоэлектрических плёнках методом низкочастотной модуляции температуры. В измерительной камере виден образец плёнки SBN, синтезированный на сапфировой подложке диаметром 76 мм

Как известно, чувствительность пьезоэлектрических элементов растёт с увеличением отношения $\gamma/c_p \equiv M_1$ (Кл·м/Дж·К) — одного из критериев качества пьезоэлектрического материала. Вышеприведённые оценки значения Z также свидетельствуют о важности этого параметра для рассматриваемого элемента.

Среди материалов с высокой величиной M_1 , плёнки которых синтезируются методами технологии микроэлектроники, можно выделить цирконаты титаната свинца ($\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$), ниобат-танталат калия (КТН), танталат лития (LiTaO_3), титанат бария (BaTiO_3), а также ниобат бария-стронция ($\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$), у которого M_1 имеет наиболее высокое значение [5].

Плёнки SBN, обладающие наиболее высокими из известных в литературе тонкоплёночных образцов значениями γ , были описаны в [6–9]. Выбор этого материала обусловлен также и следующими его характеристиками:

1. Большая величина пьезоэлектрического коэффициента. Для монокристаллов $\text{Ba}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{Nb}_2\text{O}_6$ она достигает значения $(6,5–9) \cdot 10^{-4}$ Кл/м²·град и более, введение в этот состав окислов редкоземельных элементов, например лантана (La_2O_3) весом до 1–1,5 %, даёт возможность существенно увеличить значение γ (до 2–3 раз).

2. Высокая температура плавления, допускающая возможность проведения совокупности производственных процессов, характерных для технологии изготовления СБИС.

3. Малые значения пьезоэлектрических потерь, что важно в случае воздействия на образец переменных и импульсных нагрузок.

4. Стабильность параметров образцов во времени — они остаются, как установлено экспериментально, неизменными более 15 лет.

5. Значительная величина диэлектрической проницаемости, обеспечивающая более эффективное согласование по величине ёмкости создаваемых элементов с малой площадью электродов и усилительных каскадов, межэлементных соединений. Вследствие этого шумы элемента являются определяющими, что особенно важно для многоэлементных матриц.

При синтезе плёнок SBN использовался метод высокочастотного реактивного распыления с протеканием плазмохимических реакций. Разработанная технология изготовления плёнок позволяет создать высококачественные гетероэпитаксиальные плёнки на неориен-

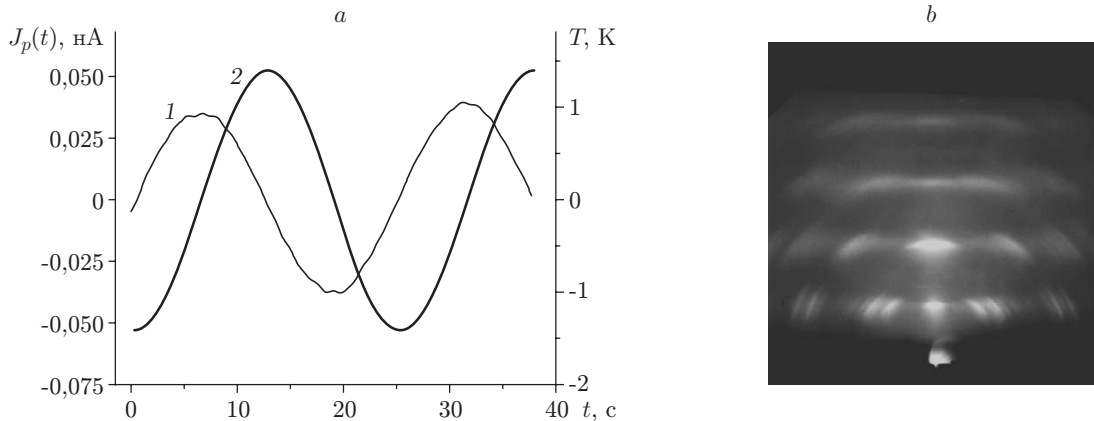


Рис. 9. Исследование свойств плёнок $\text{Ba}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{Nb}_2\text{O}_6 + 1\% \text{La}_2\text{O}_3$ (параметры образца: $d = 2,92$ мкм, $S = 5 \cdot 10^{-7}$ м², $\gamma = 1,35 \cdot 10^{-3}$ Кл/м² · град): *a* — типичное поведение пироэлектрического тока $J_p(t)$ при синусоидальной модуляции температуры плёнки (сдвиг по фазе между $T(t)$ (кривая 1) и $J_p(t)$ (кривая 2) равен 90°); *b* — электронограмма образца (пространственная группа $R4bm$, параметры решётки: $a = 12,46$ Å, $c = 3,952$ Å)

тирующих (даже аморфных) подложках, в том числе на поверхности электродов, и исключает последующую термическую обработку образцов — они сразу имеют необходимые сегнетоэлектрические характеристики. Такая возможность проявляется только тогда, когда в процессе синтеза создаются условия для осуществления режима роста плёнки по так называемому механизму конечной ориентации роста [10]. Движущей силой конденсации плёнки при этом механизме является конкурирующий рост кристаллитов с различной ориентацией осей. Данный процесс не зависит от природы подложки и степени её шероховатости.

Типичная экспериментальная кривая, полученная с использованием указанной методики и характеризующая поведение пироэлектрического тока в плёнках SBN, представлена на рис. 9. Как видно, в плёнках SBN вклад непиэлектрической составляющей тока в величину термостимулированного тока несуществен.

Высокочастотная модуляция ИК-излучения. Отличительной особенностью нового принципа построения тепловых элементов для регистрации энергии ИК-излучения является необходимость организации высокой частоты модуляции излучения (до 10 кГц и более), обеспечивающей возможность прохождения за время такта тепловым фронтом межэлектродного расстояния через слой пироэлектрика. Реализация такой частоты модуляции с помощью классических механических устройств затруднительна, кроме того, их геометрические размеры будут достаточно большими, соизмеримыми с размерами оптической системы. Одним из решений этого вопроса является применение микроэлектромеханических устройств. Простейшим примером модуляции излучения в ИК-системах может быть создание свободных тонких металлических плёнок, перекрывающих при приложении импульса напряжения поверхность ИК-приёмника [11–13]. На наш взгляд, более эффективно применение резонансного колебания тонкой пластины, как в MEMS-гироскопах, с амплитудой, равной ширине столбца в матрице. Были созданы высокоэнергетичные MEMS-активаторы, способные обеспечивать колебания тонких пластин — решёток с частотой более 20 кГц и амплитудой, равной ширине столбца (более 12 мкм) [14–16].

Отметим, что при использовании матрицы рассматриваемых элементов в устройстве с ИК-локацией целей нет необходимости в модуляции поступающего на элементы излучения, однако длительность зондирующего ИК-импульса должна согласовываться с толщиной пироэлектрической плёнки и не превышать величину $2d^2/\chi$.

Заключение. Разработан новый подход к построению теплового элемента мегапиксельных неохлаждаемых матриц для регистрации излучения дальнего ИК-диапазона. Он основан не на традиционном накоплении тепла в объёме элемента за время кадра, а на накоплении заряда в пироэлектрической плёнке на каждом такте модуляции излучения. Элемент не теплоизолируется, а пироэлектрическая плёнка размещается непосредственно на поверхности подложки, обладающей высокой теплопроводностью, обеспечивающей эффективное охлаждение пироэлектрика за время между тактами его облучения.

В элементе практически не имеют места непродуктивные потери энергии излучения, связанные с наличием мембраны или теплостоков со сложной конструкцией, за исключением потребления энергии на нагревание тонкого поглощающего электрода. Практически вся энергия излучения превращается в заряд как в процессе нагрева активного слоя, так и при его охлаждении. Это обеспечивает значительно более высокую по сравнению с известными аналогами чувствительность элемента.

Разработанная конструкция элемента пироэлектрической матрицы в сравнении с теплоизолированными элементами более проста. Для его создания необходимо меньшее число технологических операций, что определяет возможность построения мегапиксельной матрицы размера 1500×1500 пикселей и более. При этом коэффициент заполнения элементами поверхности матрицы близок к 100 %.

Спецификой построения ИК-матрицы на основе рассмотренного элемента являются необходимость согласования частоты модуляции ИК-излучения с толщиной пироэлектрической плёнки и использование высокой частоты модуляции сигнала (от 5 до 30 кГц).

Показано, что для обеспечения максимальной чувствительности элемента необходимо оптимальное соотношение длительности импульсов ИК-излучения и их скважности с учётом толщины пироэлектрической плёнки.

На поверхности кремния методом высокочастотного плазмохимического синтеза созданы тонкие гетероэпитаксиальные пироэлектрические плёнки ниобата бария-стронция с большим значением пироэлектрического коэффициента (до $(1-2) \cdot 10^{-3}$ Кл/м² · град и более). Разработана и создана установка для определения в цифровом виде абсолютного значения пироэлектрического коэффициента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Иванов С. Д., Косцов Э. Г.** Тепловые приёмники неохлаждаемых многомерных тепловизионных матриц. Ч. I. Теплоизолированные элементы // *Автометрия*. 2015. **51**, № 6. С. 79–88.
2. **Tisse C.-L., Tissot J.-L., Crastes A.** An information-theoretic perspective on the challenges and advances in the race towards $12\mu\text{m}$ pixel pitch megapixel uncooled infrared imaging // *Proc. SPIE*. 2012. **8353**. 83531M-1.
3. **Muralt P.** Micromachined infrared detectors based on pyroelectric thin films // *Rep. Prog. Phys.* 2001. **64**, N 10. P. 1339–1388.
4. **Garn L. E., Sharp E. J.** Use of low frequency sinusoidal temperature waves to separate pyroelectric currents from nonpyroelectric currents. Pt. I. Theory, Pt. II. Experiment // *Journ. Appl. Phys.* 1982. **53**, Is. 12. 8974, 8980.
5. **Lines M. E., Glass A. M.** Principle and Application of Ferroelectrics and Related Materials. Oxford: Oxford University Press, 1977. 696 p.
6. **Косцов Э. Г.** Тонкопленочные пироэлектрические приемники излучения // *Микроэлектроника и полупроводниковые приборы*. 1989. № 10. С. 51–64.
7. **Анцыгин В. Д., Косцов Э. Г., Соколов А. А.** Пироэлектричество в тонких сегнетоэлектрических пленках // *Автометрия*. 1986. № 2. С. 30–40.

8. **Косцов Э. Г.** Микроэлектронные тепловизионные системы на основе тонких сегнетоэлектрических пленок // Микроэлектроника. 1996. № 3. С. 177–186.
9. **Kostsov E. G.** Ferroelectric barium-strontium niobate films and multi-layer structures // Ferroelectrics. 2005. **314**, Is. 1. P. 169–187.
10. **Bauer E.** Growth of oriented films on amorphous surfaces // Proc. of the Single Crystal Films Intern. Conf. /Eds. M. H. Francombe, H. Sato. N. Y.: Pergamon Press, 1964. P. 43–67.
11. **Dausch D., Goodwin-Johansson S.** Electrostatic MEMS chopper for uncooled IR detectors // Proc. SPIE. 2003. **4820**. P. 261–268.
12. **Dausch D., Goodwin-Johansson S., McGuire G. et al.** Electrostatic flexible film actuators as IR choppers for pyroelectric detectors or microbolometers // Proc. SPIE. 2001. **4369**. P. 372–378.
13. **Cira O., Duma V.-F.** Design programs for optical choppers wheels with different configurations // Proc. SPIE. 2014. **8925**. 89250S.
14. **Baginsky I. L., Kostsov E. G.** High-energy capacitive electrostatic micromotors // Journ. Micromech. Microeng. 2003. **13**, Is. 3. P. 190–200.
15. **Baginsky I. L., Kostsov E. G.** Linear electrostatic micromotors for nano- and micropositioning // Proc. SPIE. 2004. **5401**. P. 613–619.
16. **Иванов С. Д., Косцов Э. Г.** Быстродействующий MEMS-модулятор ИК-излучения // Докл. конф. «Фундаментальные основы МЭМС и нанотехнологий 2015». Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин), 2015. Т. 1, вып. 5. С. 184–187.

Поступила в редакцию 16 февраля 2015 г.
