

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕСИММЕТРИЧНОЙ СЭНДВИЧНОЙ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛ-НИОБАТ ЛИТИЯ-МЕТАЛЛ

Г.Г. Здоровцев, В.И. Иванов, Ю.М. Карпец, С.В. Климентьев

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск

E-mail: kjum@festu.khv.ru

На основе модели с внутренним источником ЭДС проведена аппроксимация экспериментальных зависимостей термостимулированной ЭДС в легированном кристалле ниобата лития с парой электродов из разных металлов от размеров кристалла, его температуры, концентрации легирующей примеси. Продемонстрировано использование структуры металл-ниобат лития-металл в качестве чувствительного элемента теплового приемника излучения.

В работе [1] описано экспериментальное наблюдение термостимулированной ЭДС в легированном кристалле ниобата лития с двумя электродами из различных материалов, представляющего собой сэндвичную структуру металл-сегнетоэлектрик-металл (МСМ). Знак ЭДС определяется положением электродов, нанесенных напылением в вакууме на противоположные грани кристалла, и не зависит от ориентации кристаллографических осей образца относительно электродов. В отличие от классического пирозлектрического эффекта, термостимулированная ЭДС пропорциональна температуре однородно нагретого кристалла и не зависит от скорости ее изменения. Величина термостимулированной ЭДС имеет резко выраженную зависимость от степени легирования образца, возрастает с уменьшением толщины кристалла и нелинейно зависит от площади электродов [1]. Известные термоэлектрические явления (в том числе динамический пирозэффект в несимметричной МСМ-структуре [2]) не объясняют полученные экспериментальные результаты.

Для описания обнаруженного явления в [1] предложена модель несимметричной МСМ-структуры с внутренним источником ЭДС (например, электрохимического происхождения). Целью данной работы — аппроксимация в рамках этой модели экспериментальных зависимостей, описанных в [1, 3].

В предлагаемой модели МСМ-структура рассматривается в качестве источника ЭДС с внутренним сопротивлением, равным сопротивлению кристалла. При этом зависимость термостимулированной ЭДС от температуры определяется температурной зависимостью сопротивления полупроводникового кристалла $R_{кр}$.

Экспериментально измерялся коэффициент $P_{el} = (R_n S)^{-1} \partial U_n / \partial T$, [А·К⁻¹·см⁻²], где U_n — напряжение на нагрузке, T — температура кристалла, R_n — сопротивление нагрузки, S — площадь электрода кристалла. Из закона Ома имеем:

$$U_n = E_0 R_n (R_k + R_n)^{-1}, \quad (1)$$

где E_0 — ЭДС внутреннего источника, R_k — сопротивление кристалла. Отсюда для коэффициента P_{el} получаем:

$$P_{el} = E_0 L \rho' (R_n S + \rho L)^{-2}, \quad (2)$$

где ρ — удельное сопротивление кристалла, L — толщина кристалла, ρ' — производная удельного сопротивления кристалла по температуре, $R_k = \rho L S^{-1}$.

Температурная зависимость удельного сопротивления кристаллов ниобата лития, легированных железом с концентрацией более 0,3 вес. % (для которых в [1, 3] были получены основные экспериментальные результаты), описывается законом Мота [4, 5]:

$$\rho = \rho_0 \exp(T_0^{0,25} T^{-0,25}), \quad (3)$$

где ρ_0 , T_0 — эмпирические константы, зависящие от концентрации легирующей примеси [4]. Из (3) получаем:

$$\rho' = -\rho T_0^{0,25} T^{-1,25}, \quad (4)$$

Окончательно из (1–4) имеем для тока в нагрузке и коэффициента P_{el} :

$$I = E_0 R_n (R_n + \rho_0 L S^{-1} \exp(T_0^{0,25} T^{-0,25}))^{-1}, \quad (5)$$

$$P_{el} = E_0 L \rho \cdot T_0^{0,25} T^{-1,25} (R_n S + \rho_0 \exp(T_0^{0,25} \cdot T^{-0,25}) L)^{-2}, \quad (6)$$

Сопоставление полученных аналитических зависимостей с экспериментальными позволяет проверить адекватность предложенной модели.

Для анализа модели использовалась линейная аппроксимация экспериментальных зависимостей величины P_{el} от геометрических размеров и температуры кристалла, концентрации легирующей примеси.

Рассмотрим зависимость P_{el} от площади электродов, нанесенных на противоположные грани кристалла, рис. 1. Приводя (2) к линейной функции, получаем:

$$S = P_{el}^{-0,5} (E_0 \rho' L)^{0,5} R_n^{-1} - \rho_k L R_n^{-1}, \quad (7)$$

Экспериментальные данные (рис. 1, а) в линеаризованных координатах согласно формуле (7) показаны на рис. 1, б. Прямая соответствует численной аппроксимации выражения (7) по методу наименьших квадратов.

Аналогично, линеаризуя зависимость P_{el} от толщины кристалла (рис. 2, а), получаем:

$$L = L^{0,5} P_{el}^{-0,5} (E_0 \rho_k')^{0,5} \rho_k^{-1} - R_n S \rho_k^{-1}, \quad (8)$$

Соответствующий (8) график представлен на рис. 2, б.

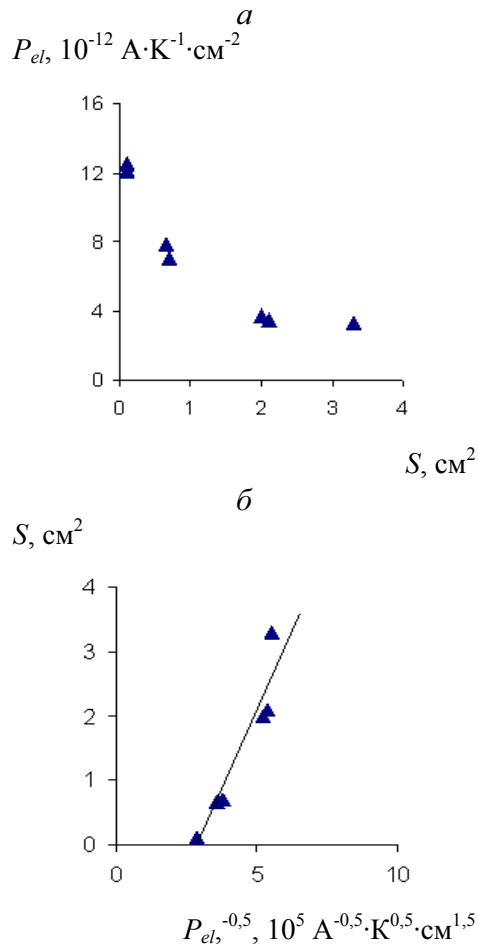


Рис. 1. Экспериментальная зависимость: а) коэффициента P_{el} от площади электрода S ($L=1 \text{ мм}$; 0,3 вес. % Fe; электроды Al-Cr) [1] и б) линейная аппроксимация согласно формуле (7)

На рис. 3, а, показана экспериментальная зависимость плотности термостимулированного тока от температуры кристалла. Данную зависимость можно так же аппроксимировать линеаризованной функцией, полученной из формулы (5):

$$T^{0.25} = -T_0^{0.25} \ln J + T_0^{0.25} \ln(E_0 R_n S^{-1}), \quad (9)$$

Концентрационная зависимость коэффициента P_{el} (рис. 4, а) так же может быть обусловлена зависимостью ρ' и ρ от процентного содержания легирующей примеси. На рис. 4, б, показана линейная аппроксимация этой зависимости, величины ρ' и ρ взяты из работы [4].

Из рис. 1–4 видно, что экспериментальные зависимости достаточно близки к линейным, что свидетельствует в пользу рассматриваемой модели. Величина удельного сопротивления, определенного из рис. 1–3, составляет $7 \cdot 10^9$ и $10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ соответственно, что по порядку величины близко к значениям, полученным в работах [4, 5]. Из этих же графиков можно получить величину E_0 , среднее значение которой – $1,2 \pm 0,5 \text{ мВ}$.

Наибольшие отклонения расчетных и экспериментальных данных наблюдаются в области малых

толщин МСМ-структуры, что может быть связано с влиянием контактных явлений и требует более детального рассмотрения.

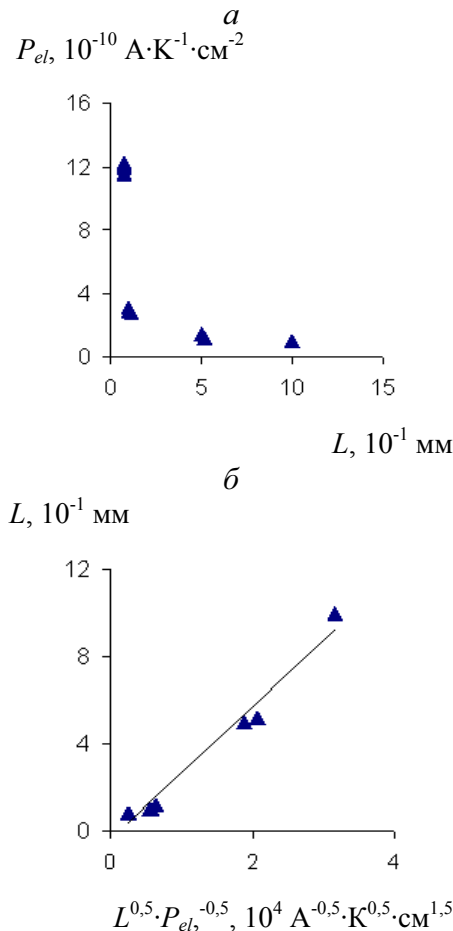


Рис. 2. Экспериментальная зависимость: а) коэффициента P_{el} от толщины L кристалла ($S=5 \text{ мм}^2$; 0,3 вес. % Fe; электроды Al-Cr) [1] и б) линейная аппроксимация согласно формуле (8)

Описанный эффект можно использовать для регистрации электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне. В опытном образце приемника использовался легированный железом кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ ($2 \times 2,5 \times 0,13 \text{ мм}^3$; 0,3 вес. % Fe, Y-срез) на противоположные грани которого напылением в вакууме была нанесена пара электродов алюминий-хром (Al-Cr). Поглощающий электрод (Al) был зачернен для исключения влияния фотогальванического эффекта. Падающее на электрод излучение нагревает кристалл, что приводит к возрастанию квазистационарного тока на сопротивлении нагрузки из-за увеличения электропроводности кристалла. Экспериментально измеренная вольт-ваттная чувствительность данного детектора ($H = \Delta U / P$, где ΔU – изменение напряжения на сопротивлении нагрузки, P – мощность падающего излучения) на частоте модуляции 1 Гц составляет 6 В/Вт (при коэффициенте усиления преусилителя $K_y=20$) и с погрешностью не более 20 % равномерна в спектральном диапазоне

0,4...1,5 мкм. Обнаружительная способность приемника составляет $8 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}$. Детектор, в отличие от традиционных пироэлектрических приемников излучения [7], обладает более высокой чувствительностью на инфранизких частотах модуляции излучения.

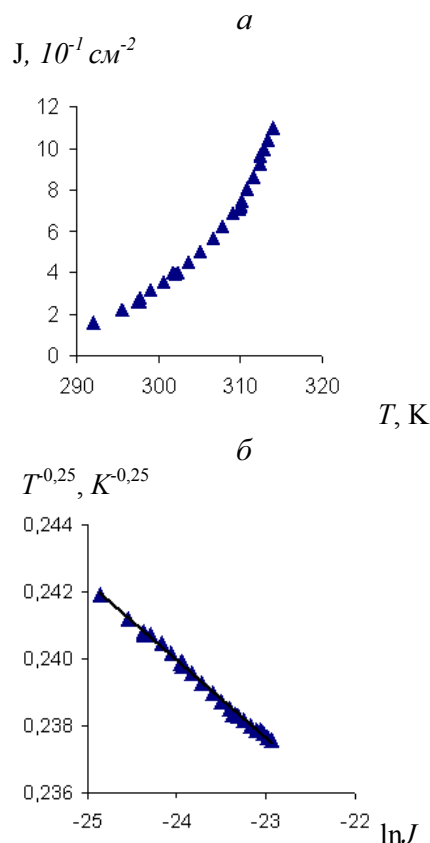


Рис. 3. Экспериментальная зависимость: а) плотности тока от температуры кристалла ($\text{LiNbO}_3\text{:Fe} - 0,43 \text{ вес. \%}$, $10 \times 5 \times 1 \text{ мм}^3$, Y-срез; Al-Cr) [3] и б) ее линейная аппроксимация согласно формуле (9)

Использование более эффективного чернения поглощающего излучение электрода, оптимизация геометрических размеров кристалла (уменьшение его толщины [1]) позволяют более чем на порядок увеличить обнаружительную способность приемника — до $10^6 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}$, что сравнимо с характеристиками широко распространенных тепловых приемников излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов В.И., Карпец Ю.М., Климентьев С.В. Термоэдс в легированных кристаллах ниобата лития с электродами из различных металлов // Известия вузов. Физика. — 2001. — № 1. — С. 96–97.
2. Ицковский М.А., Щедрина Л.В. Термостимулированные токи в системе металл — диэлектрик — металл // Физика твердого тела. — 1979. — Т. 21. — № 12. — С. 3567–3575.
3. Здоровцев Г.Г., Иванов В.И., Карпец Ю.М., Климентьев С.В. Термостимулированная эдс в легированных кристаллах ниобата лития с электродами из различных металлов. Препринт № 19. — Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2000. — 25 с.
4. Barkan I.B., Baskin E.M., Entin M.V. Mechanism of Conductivity of a Fe-Doped LiNbO_3 Crystal // Phys. Stat. Sol. — 1980. — V. 59a. — P. 97–102.

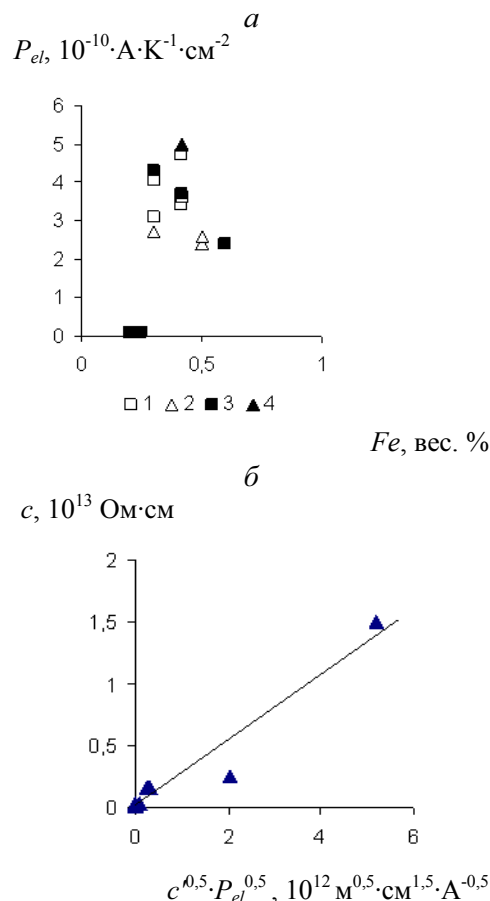


Рис. 4. Экспериментальная зависимость: а) коэффициента P_{el} от концентрации примеси железа в кристалле ниобата лития для разных срезов и материалов контактов (1 — Al-Cr, Z-срез; 2 — In-Cr, Z-срез; 3 — Al-Cr, Y-срез; 4 — In-Cr, Y-срез) [1] и б) ее линейная аппроксимация⁵ согласно формуле (6)

Таким образом, проведенное сравнение экспериментальных данных и численных расчетов на основе рассмотренной модели демонстрирует неплохое качественное и количественное соответствие. Полученные данные могут быть использованы для определения природы возникновения ЭДС в МСМ структуре. Предварительные экспериментальные результаты показали, что температурнозависимую ЭДС в МСМ структуре можно использовать для регистрации электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне.

Поступила 25.01.2006 г.