АКУСТОЕЛЕКТРОННІ СЕНСОРИ
ACOUSTOELECTRONIC SENSORS

УДК 537.226/227; 621.317.78

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТЕМПЛАТА

В. Ф. Косоротов, Л. В. Щедрина

Институт физики НАН Украины
пр. Науки, 46, 03028, Киев, Украина
+38(044)5257942; +38(044)5251589
lshched@iop.kiev.ua, kosorot@iop.kiev.ua

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТЕМПЛАТА

В. Ф. Косоротов, Л. В. Щедрина

Аннотация. В работе рассматриваются электрические свойства пьезоэлектрического темплата, представляющего собой сэндвичную систему в виде тонкого монокристаллического слоя из неполярного пьезоэлектрика, жестко прикрепленного к непьезоэлектрической пластинке. Униполярное состояние в такой системе имеет место только в слое, в котором и формируются дипольные моменты высокой плотности. Особое внимание уделяется вычислению напряженности электрического поля вне темплата и для модели кристаллического диска, зажатого в его плоскости.

Ключевые слова: пьезоэлектрический темплат, организованные квантовые объекты, третичный пироэлектрический эффект, термоупругие напряжения

ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ П'ЄЗОЕЛЕКТРИЧНОГО ТЕМПЛАТА

В. П. Косоротов, Л. В. Щедріна

Анотація. У роботі розглядаються електричні властивості п'єзоелектричного темплата, що представляє собою сендвичну систему у вигляді тонкого монокристалічного шару з неполярного п'єзоелектрика, жорстко прикріпленого до неп'єзоелектричної пластинки. Уніполярний стан у такій системі має місце тільки в шарі, у якому й формуються дипольні моменти високої щільності. Особлива увага приділяється розрахунку напруженості електричного поля поза темплата та для моделі кристалічного диска, затиснутого в його площині.

Ключові слова: п'єзоелектричний темплат, організовані квантові об'єкти, третинний піроелектричний ефект, термопружні напруги

ELECTRIC PROPERTIES OF PIEZOELECTRIC TEMPLATE

V. F. Kosorotov, L. V. Shchedrina

Abstract. Electrical properties of piezoelectric template, which is a sandwich system in the form of a thin monocrystalline layer of nonpolar piezoelectric rigidly attached to a nonpiezoelectric plate, are investigated in this paper. Unipolar state in such a system exists only in the layer, in which the dipole moments of a high density are formed. Special attention is focused on the calculation of the electric field strength outside the template as well as for a crystalline disc model clamped in his plane.

Keywords: piezoelectric template, organized quantum objects, tertiary pyroelectric effect, thermoelastic stress

1. Введение

Известно [1], что квантово размерные структуры можно формировать на основе совокупности когерентных полупроводниковых островковых пленок. И связано это прежде всего с возможностью локализации носителей заряда вблизи квантовой точки [2]. При этом требуется высокая концентрация адсорбированных атомов или элементов какой–либо структуры в области существования островков. Технологически получение таких структур опирается на методы молекулярно–лучевой и газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. В настоящей работе для повышения эффективности процессов зародышеобразования предлагается использовать силы диполь–дипольного взаимодействия между подложкой и адсорбируемыми на ее поверхности атомами. Такое взаимодействие можно организовать, сформировав на поверхности подложки локальные полярные состояния. Тогда электрическое поле этих локальных центров, взаимодействуя с электрическими моментами осаждаемого вещества, будет приводить к указанному взаимодействию. После релаксации всех метастабильных состояний в поле подложки на локальных центрах будет иметь место повышение концентрации адсорбированного вещества.

В работе [3] предложена конструкция пьезоэлектрического темплата на основе использования кристаллов, не относящихся к полярным диэлектрикам (кварц, арсенид галлия, селенид цинка и родственные им материалы). В таких кристаллах нет особенного полярного направления, поэтому в них невозможно проявление первичного и вторичного пироэлектрического эффектов. Однако при создании пространственно неоднородного температурного поля в какой–либо локальной области кристалла проявляется третичный пироэлектрический эффект (ТПЭ). Особенностью конструкции предложенного темплата является то, что она обеспечивает существование электрического поля вне области существования самих диполей. Хотя, как известно [4], электрические поля в механически свободных образцах замыкаются внутри них.

В данной работе проводится вычисление максимальных значений электрического поля и возможной пространственной ориентации диполей в активной зоне. Для этого воспользуемся моделью механически свободной квазиоднородной по толщине кристаллической пластинки, в которой в силу конструкции темплата поляризация существует только в приповерхностной области толщиной порядка $1/\mu$ (μ — коэффициент поглощения в см$^{-1}$ материала пластинки).

2. Распределение температурного поля в пластинке

Рассчитаем прирост температуры $\theta(z,t)$ в пластинке, связанный с облучением равномерно распределенным на ее поверхности потоком излучения постоянной плотности W_s. Эту функцию можно представить в виде свертки функции Грина $H(z,z';t,t')$ и внутренних источников тепла, распределенных по закону Бугера [5]:

$$\theta(z,t)=\int_0^t dt'\int_0^{\ell} H(z,z';t,t')\, exp(-\mu z')\,\frac{\mu W_s}{c\rho}dz' =$$

$$=\frac{2\mu\ell^2 W_s}{K}\times\sum_{k=1}^{\infty}A_k[1-\exp(-a_k^2\frac{t}{\tau_g})](\cos\frac{a_k z}{\ell}+ \qquad (1)$$

$$+\frac{\beta}{a_k}\sin\frac{a_k z}{\ell}),$$

где K, $c\rho$ — коэффициенты теплопроводности и удельной теплоемкости, $\tau_g = \ell^2 c\rho/K$ — диффузионная постоянная времени, a_k — корни трансцендентного уравнения $(a_k^2 - \beta^2)\,\mathrm{tg}\, a_k = 2\beta a_k$, ℓ — толщина образца, β — коэффициенты, характеризующие радиационные потери,

$$A_k = \frac{\mu\ell + \beta + (-1)^{k+1}(\mu\ell - \beta)e^{-\mu\ell}}{(a_k^2 + 2\beta + \beta^2)(a_k^2 + \mu^2\ell^2)} .$$

Функция $\Psi(z,t)$, описывающая распределение поляризации в объеме образца, определена в [3]. Здесь нам понадобится ее значение только в приповерхностной области:

$$\Psi(z,t) = \frac{12z < z\,\theta(z,t) >}{\ell^2} + < \theta(z,t) > - \theta(z,t), \quad (2)$$

где $< f >$ обозначено усреднение функции f по толщине образца. Для случая незакороченного образца к функции $\Psi(z,t)$ (2) добавляется аналогичная конструкция в виде слагаемого, в котором вместо $\theta(z,t)$ присутствует $E_3(z,t)$ — электрическое поле внутри образца в направлении его толщины.

3. Электрическое поле темплата

Проведем оценку электрического поля $\vec{E}$ вне образца для различных ориентаций дипольных моментов в активной зоне темплата. Активной зоной будем называть приповерхностный объем, представляющий собой слой из неполярного пьезоэлектрика, в котором под действием нагревания индуцируются электрические моменты максимальной величины на облучаемой поверхности и нулевой величины на тыльной поверхности. Рассмотрим кристаллографический срез кварца $[2\bar{1}\bar{1}0]$ (X_1–срез). Этот срез считается непригодным для измерительных целей в силу внутренней компенсации электрического поля в образце. В рассматриваемом случае пьезоэлектрического темплата такой компенсации нет, и имеет место продольный ТПЭ с максимально возможным значением макроскопического поля вне темплата.

Воспользовавшись симметрийными соотношениями, описывающими поверхностный нагрев кристалла с точки зрения применения принципа Кюри [3], получим, что симметрия кристалла понижается до группы симметрии $G = 2$ с чисто продольным эффектом вдоль оси X_1. В соответствии с теорией анизотропных пластин [6] и с учетом симметрийных соображений отличными от нуля компонентами тензора термоупругих напряжений являются следующие: σ_{yy}, σ_{zz} и σ_{yz}. При этом выражение для компоненты поляризации представляется в виде:

$$P_1(z,t) = \Upsilon(d_{i\lambda}, S_{\lambda\nu}, \alpha_\beta)\Psi(z,t) . \quad (3)$$

Следующие обозначения введены в уравнении (3): $d_{i\lambda}$ — пьезомодули, $S_{\lambda\upsilon}$ — коэффициенты упругой податливости, α_β — компоненты тензора теплового расширения:

$$\Upsilon(d_{i\lambda}, S_{\lambda\nu}, \alpha_\beta) = \Delta^{-1}(d_{14}S_{14} - d_{11}S_{44})(S_{33}\alpha_1 - S_{13}\alpha_3)$$

$$\Delta = S_{44}(S_{11}S_{33} - S_{13}^2) - S_{14}^2 S_{33}$$

Определим толщину активного слоя δ, полагая, что поляризация в нем одного знака и изменяется от своего максимального значения на облучаемой поверхности $z = -\ell/2$ до нуля при $z = \delta$. Размеры этой области можно получить из построения функции $\Psi(z,t)$ (2). Однако сделать это на основе точного выражения для функции $\theta(z,t)$ (1) можно только численно. Воспользуемся приближением, полагая, что в условиях сильного поглощения ($\mu\ell >> 1$) принимается во внимание значение температуры в течение $t < c\rho\ell^2/K$. При таком условии пренебрегается влиянием диффузии тепла на распределение температуры, и оно приближается к распределению внутренних источников тепла в образце:

$$\theta(z,t) = \theta_0 e^{-\mu(z+\ell/2)} . \quad (4)$$

Константы, введенные в (4), определяются следующим образом:

$$\theta_0 = \frac{\mu Q_0}{c\rho}, \qquad Q_0 = \int_0^t W_s(t')dt'.$$

Толщина активного слоя должна удовлетворять уравнению:

$$\Psi(-\ell/2 + \delta,\ t) = 0. \quad (5)$$

Решая уравнение (5), получим толщину активного слоя:

$$\delta = -\frac{\ln\dfrac{4}{\mu\ell}}{\mu\left(1 - \dfrac{3}{2\mu\ell}\right)} \simeq \frac{\ln\mu\ell}{\mu} . \quad (6)$$

Распределение поляризации в слое будет определяться следующим выражением:

$$P_1(x,t) = \theta_0 \Upsilon(d_{i\lambda}, S_{\lambda\nu}, \alpha_\beta)$$
$$(4 - \frac{6x}{\ell} - \mu\ell e^{-\mu x}), \quad x \in [0, \delta]. \qquad (7)$$

Электрический потенциал, связанный с пространственным распределением поляризации в приповерхностном слое (7), определяется по хорошо известным соотношениям как от объемного связанного заряда в той же области, так и поверхностного заряда, связанного с обрывом поляризации:

$$\varphi(\vec{r}) = -\frac{1}{\varepsilon}\iiint\limits_V \frac{div\vec{P}}{R} dV' + \frac{1}{\varepsilon}\iint\limits_S \frac{\vec{P}\vec{n}}{R} dS', \qquad (8)$$

где $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$, $\vec{r}'$ — точка истока связанного заряда, ε — диэлектрическая проницаемость образца, $\vec{n}$ — нормаль к плоскости пластинки. При этом были использованы уравнения для индукции $\vec{D} = \varepsilon\vec{E} + 4\pi\vec{P}$ и $\mathrm{div}\vec{D} = 0$. В условиях пьезоэлектрического темплата индукция уже будет отлична от нуля во всем пространстве и равна постоянному значению. Интегралы, входящие в уравнение (8), возьмем приближенно. Потенциал, связанный с объемным зарядом, оказывается равным:

$$-\frac{12\pi\Upsilon\theta_0}{\varepsilon\ell}(\delta - \frac{\mu\ell^2}{6})x,$$

а потенциал от поверхностных связанных зарядов на облучаемой грани темплата представляется в виде:

$$-\frac{8\pi\Upsilon\theta_0}{\varepsilon}x.$$

Напряженность электрического поля вблизи облучаемой поверхности темплата определяется выражением:

$$\vec{E} = \frac{4\pi\Upsilon\theta_0}{\varepsilon}(2 + \frac{3\delta}{\ell} - \frac{\mu\ell}{2})\vec{e}_x, \qquad (9)$$

где $\vec{e}_x$ — орта вдоль оси X_1. Оценим поле вне тонкого круглого кристаллического диска малого радиуса r_o, жестко прикрепленного к подложке. Анизотропное ограничение термической деформации в плоскости пластинки частично было рассмотрено авторами [7]. В связи с этим предположим, что кристалл зажат в его плоскости (т. е. в случае разности температур кристалла и подложки деформации кристалла разрешены только в направлении его свободной поверхности). Предполагая, как и выше, ТПЭ продольным, а поляризацию максимальной на свободной поверхности кристаллического диска, вычислим напряженность поля на оси диска

$$\vec{E} = \frac{8\pi\Upsilon\theta_0}{\varepsilon}(1 - \frac{x}{\sqrt{r_0^2 + x^2}})\vec{e}_x. \qquad (10)$$

Из полученного результата видно, что численную оценку величины напряженности электрического поля можно дать только условно, поскольку соотношения (9) и (10) содержат большое количество физических констант (W_s, μ, $\tau_и$, δ и т.д.), которые могут варьироваться в широких пределах. Более того, на величине поля сильно сказывается качество исполнения пьезоэлектрического темплата или кристаллической пленки (в частности, степень самой кристалличности и сил сцепления с подложкой).

Оценим величину напряженности электрического поля темплата на основе кристаллической кварцевой пластинки толщиной $\ell = 0{,}1$ см с использованием известных значений параметров этого материала. При длительности импульса излучения $\tau_и = 10^{-3}$ с, плотности мощности $W_s = 20$ Вт/см^2 значение макроскопического поля, вычисленное из соотношения (9), равно $E \approx 1{,}84.10^6$ В/см. Как видно, поля, связанные с внутренней плотностью дипольных моментов темплата, оказываются достаточно высокими. Реально они будут ниже, поскольку при их оценке было использовано условие бесконечности пластинки и ряд других приближений, обуславливающих однородность внешнего поля. Напротив, поля от заполяризованных островковых пленок сильно неоднородны и являются максимальными только вблизи поверхности пленки.

Заключение

Индуцирование дипольных моментов в неполярных пьезоэлектриках, использующихся в качестве подложки в пьезоэлектрическом темплате, связано с проявлением третичного пироэлектрического эффекта. Формирование внешнего макроскопического поля возможно только на основе создания пространственно неоднородных структур, не допускающих компенсации внутреннего поля в темплате. Эффективность действия таких структур связана с реализацией сил диполь–дипольного взаимодействия между подложкой и адсорбированными на ее поверхности элементами структуры. Проведенные исследования позволяют сделать вывод о возможности создания наносенсоров с использованием технологии пьезоэлектрического темплата на основе сэндвичных островковых кристаллических пленок неполярных пьезоэлектриков.

Список использованной литературы

1 *Пчеляков О. П., Болховитянов А. В., Двуреченский А. В*, Кремний–германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства // ФТП. – 2000. – Т.34, № 11. – С. 1281–1299.

2 *Федоров. А. В.* Физика и технология гетероструктур, оптика квантовых наноструктур. – Санкт–Петербург: ИТМО, 2009. – 195 с.

3. *Косоротов В. Ф., Щедрина Л. В., Барабаш Ю. М., Барабаш М. Ю., Загоруйко Ю. А.*, Пьезоэлектрический темплат как основа получения организованных квантовых объектов // Металлофизика и новейшие технологии. – 2011. – Т.33, спецвыпуск. – С.1–19.

4. *Kosorotov V. F., Shchedrina L. V.* New functional capabilities of quartz for laser parameters measurements // Quantum Electronics – 2010. – Т.40, № 3 – С. 271-275.

5. *Карслоу Г., Егер Д*. Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука, 1964. – 489 с.

6. *Лехницкий С. Г.* Анизотропные пластинки. – М.: Гостехиздат, 1957, 463 с.

7. *Переверзева Л. П., Поплавко Ю. М., Скляренко С. К., Чепилко А. Г.*, Динамический вторичный пироэффект в ниобате лития // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т.52, № 3. – С. 820–822.