

06,16

## Динамика электрического поля в кристалле ниобата лития при пироэлектрической генерации электрических разрядов

© К.М. Мамбетова<sup>1</sup>, С.М. Шандаров<sup>1</sup>, А.И. Аксенов<sup>1</sup>, Л.Н. Орликов<sup>1</sup>,  
Н.И. Буримов<sup>1</sup>, М.А. Брюшинин<sup>2</sup>, И.А. Соколов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,  
Томск, Россия,

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mambetova\_ksenia@mail.ru

Поступила в Редакцию 8 октября 2024 г.

В окончательной редакции 12 ноября 2024 г.

Принята к публикации 13 ноября 2024 г.

Представлена методика экспериментального изучения динамики электрического поля при пироэлектрически индуцированной генерации электрических разрядов в кристалле ниобата лития с параллельными Z-гранями, представляющего резонатор Фабри-Перо. Регистрация интенсивности отраженного от кристалла лазерного пучка в циклах нагрева и охлаждения в воздушной атмосфере позволила обнаружить ее скачкообразные изменения, происходящие за время, не превышающее  $1\ \mu\text{s}$ . Анализ этих изменений, связанных с электрическими разрядами, показал, что они сопровождаются уменьшением напряженности поля в кристалле и поверхностного заряда, которое достигает значений  $4\ \text{kV/cm}$  и  $23\ \text{nC}$  соответственно.

**Ключевые слова:** пироэлектрический эффект, ниобат лития, интерферометр Фабри-Перо, электрические разряды.

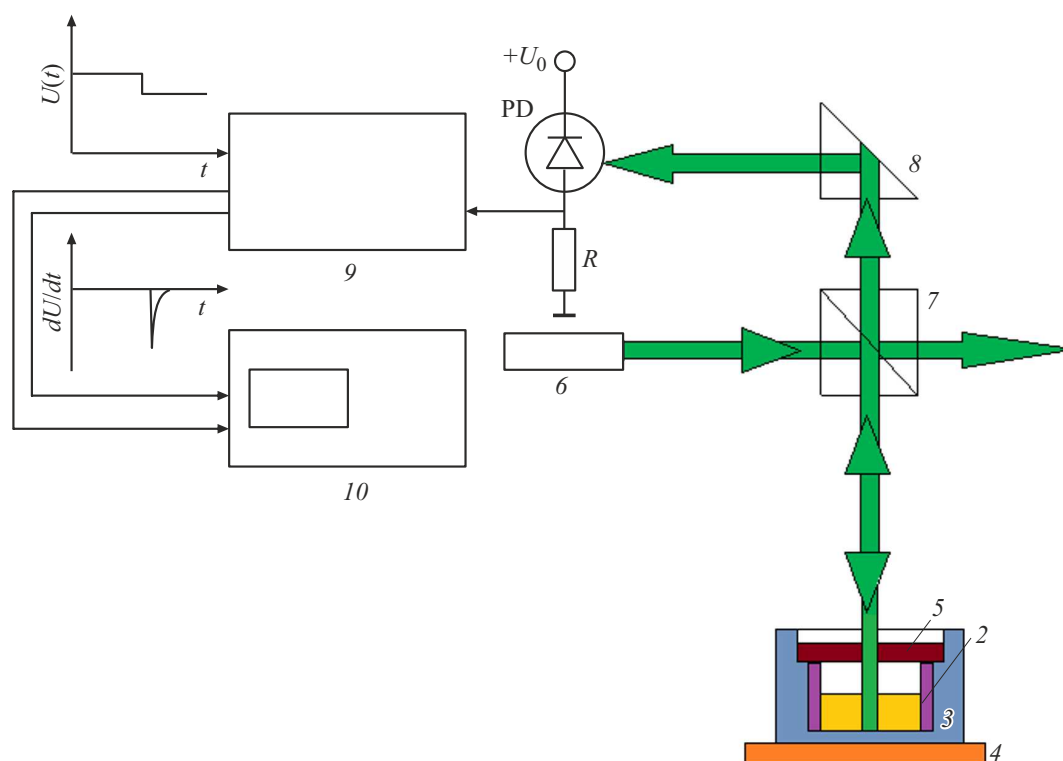
DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59332.257

### 1. Введение

Высокие пироэлектрические свойства и низкая проводимость кристаллов  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$ , принадлежащих к классу симметрии  $3m$ , являются основой для создания твердотельных устройств генерации потоков заряженных частиц, рентгеновского излучения и нейтронов [1–11]. Физический механизм генерации связан с сильными электрическими полями, создаваемые зарядами, появляющимися на полярных гранях пироэлектрических кристаллов при температурных изменениях. Процессы генерации рентгеновского излучения и нейтронов реализуются в условиях вакуума [1–5, 7–11], в то время как описанный в работе [6] пироэлектрический источник ионов для масс-спектрометрии функционировал при атмосферном давлении. Процесс ионизации происходил в нем при термоциклировании в диапазоне температур от  $40$  до  $103^\circ\text{C}$  пироэлектрического кристалла Z-срезы ( $\text{LiNbO}_3$  или  $\text{LiTaO}_3$ ), находящегося в парах органических веществ. При этом основной причиной образования ионов авторы работы [6] считают электрические разряды между двумя Z-гранями используемого кристалла. В устройствах генерации рентгеновского излучения [3, 7–11] разряды могут происходить также в зазоре между одной из Z-граней пироэлектрического образца и мишенью, на которых тормозятся ускоренные электрическим полем электроны. При такой пироэлектрической генерации электрических разрядов должно происходить сопутствующее изменение суммарного поверхностного заряда кристалла  $\Delta\xi(t)$ , и соответствующее уменьшение напряженности электрического поля в кристалле

и в ускоряющем промежутке на некоторые величины  $\Delta E_3^{cr}(t)$  и  $\Delta E_3^g(t)$ . Скорости изменения поверхностного заряда за счет нагрева кристалла и при электрических разрядах, сильно зависящих от внешних условий, существенно различаются, что приводит к генерации потоков ускоренных электронов в виде спорадических импульсов.

Амплитудные и временные характеристики тока в импульсах разряда, а также данные о переносимом при этом заряде, являются слабоизученными, а опубликованные о них сведения — противоречивыми. Например, в обзоре [1] для ниобата лития, находящегося в условиях высокого вакуума ( $10^{-6}$  Torr), порядок плотности тока эмиссии, индуцированного за счет пироэлектрического эффекта, оценивается как  $10^{-9}$ – $10^{-10}$  A/cm<sup>2</sup>. Авторами работы [4] для конгруэнтного  $\text{LiNbO}_3$  при таком же давлении получено, что пироэлектрическая эмиссия электронов в цикле охлаждения от  $120^\circ\text{C}$ , реализуемая с грани  $-Z$ , расположенной на расстоянии более  $2\ \text{mm}$  от мишени, характеризуется стабильным током, выходящим на постоянный уровень  $\sim 100\ \text{nA}$  при температурах, близких к комнатной. В работе [11] электронный ток в зазоре между поверхностью кристалла танталата лития и медной мишенью, с величинами  $11$ ,  $13$  и  $15\ \text{mm}$ , измерялся пикоамперметром с использованием защитной цепи, состоящей из резистора и двух диодов, для предотвращения перегрузки при пробое. Здесь в условиях среднего вакуума ( $2\ \text{mTorr}$ ) и периодической вариации температуры с частотой  $2\ \text{mHz}$ , при ее среднем значении  $T_0 \approx 20^\circ\text{C}$ , для зазора  $15\ \text{mm}$  было зафиксиро-



**Рис. 1.** Экспериментальная установка: 1 — кристалл ниобата лития, 2 — диэлектрическая вставка, 3 — медный цилиндр, 4 — нагреватель, 5 — полупрозрачный анод, 6 — одночастотный лазер, 7 — делительный куб, 8 — призма, 9 — блок обработки оптического сигнала, 10 — осциллограф.

вано сравнительно плавное изменение тока от  $\sim 0.8$  до  $-1$  nA на интервале времени 1500 s.

Исследование генерируемых при атмосферном давлении в циклах нагрева и охлаждения пьезоэлектрического кристалла  $\text{LiNbO}_3$  спорадических импульсных электрических разрядов выполнено авторами работы [12]. Кристалл имел толщину 1 mm и был обращен полярной поверхностью  $+Z$  к расположенному на расстоянии 1 mm от острия конечному электроду из вольфрама, заземленному через пикоамперметр или резистор  $100 \Omega$ . В последнем случае ток разряда измерялся по напряжению на данном резисторе, регистрируемому осциллографом Tektronix DPO 2024B с полосой 200 MHz. Получено, что амплитуда импульсов разряда достигает значений, не превышающих  $\sim 80$  nA в цикле нагрева и  $\sim 7$  nA в цикле естественного охлаждения кристалла, однако их временные параметры авторами данной работы подробно не рассматривались.

Подробному изучению временных параметров импульсов разряда для пьезоэлектрического кристалла ниобата лития цилиндрической формы при атмосферном давлении посвящена работа [13]. Блок измерения токов разряда между гранью  $+Z$  кристалла и цилиндрическим медным электродом (мишенью) имел коаксиальную геометрию, позволяющую согласовать узел сопротивлений нагрузки (5.1, 2.55, или  $1.7 \Omega$ ) с входным сопротивлением широкополосных осциллографов Keysight DSO-X 3102T (1 GHz) или Tektronix MSO6B (8 GHz). В резуль-

тате в циклах охлаждения/нагрева были зарегистрированы импульсы разряда положительной/отрицательной полярности с временем нарастания от 1 до 1.9 ns и длительностью  $\sim 15$  ns; с токами в максимуме до 600 mA и с переносимым зарядом до 5.7 nC.

В настоящей работе впервые для изучения динамики электрического поля в кристалле ниобата лития цилиндрической формы с параллельными гранями  $Z+$  и  $Z-$  при пьезоэлектрической генерации разрядов используется отражение от него лазерного пучка с длиной волны 532 nm. Коэффициент отражения от такого кристалла, представляющего интерферометр Фабри-Перо, определяется его показателем преломления, который вследствие линейного электрооптического эффекта зависит от напряженности электрического поля. Регистрация интенсивности отраженного света фотоприемной системой и двухканальным цифровым осциллографом в ждущем режиме в диапазоне разверток от  $10$  s/div до  $1 \mu\text{s}/\text{div}$  позволила наблюдать резкие изменения напряженности электрического поля в кристалле в циклах нагрева и охлаждения, связанные с пьезоэлектрически индуцированными электрическими разрядами.

## 2. Экспериментальная установка

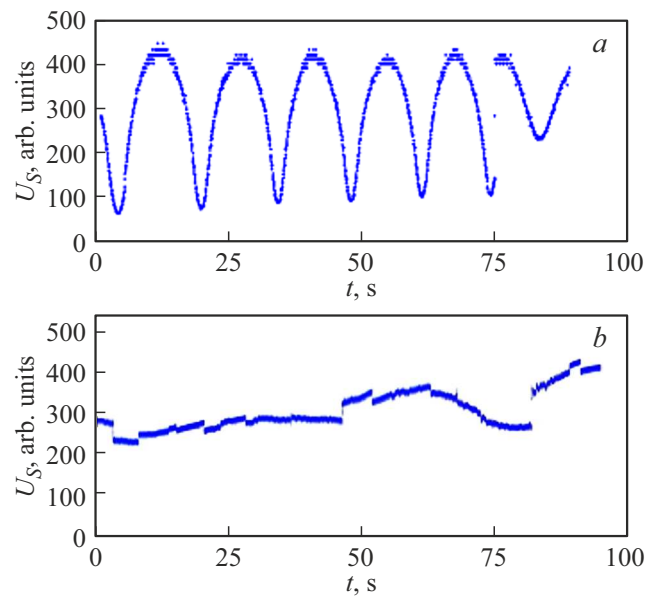
Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Кристалл ниобата лития (1) цилиндрической формы, с диаметром  $D = 17.0$  mm и толщиной

$h_{cr} = 12.2 \text{ mm}$ , центрировался диэлектрической вставкой (2) в полый медный цилиндр (3). Последний размещался на управляемом программатором резистивном нагревателе (4), температура которого контролировалась термопарой и могла изменяться в цикле нагрева со скоростью до  $10 \text{ K/min}$ , в диапазоне до  $110^\circ\text{C}$ . В цикле охлаждения, реализуемого естественным образом, скорость падения температуры нагревателя уменьшалась до  $10 \text{ K/min}$  при температурах порядка  $100^\circ\text{C}$ , до  $1 \text{ K/min}$  для температур ниже  $40^\circ\text{C}$ . Над кристаллом на расстоянии  $h_g = 10 \text{ mm}$  размещался полупрозрачный анод (5) в виде пленки ИТО, напыленной на пластину из стекла с толщиной  $2 \text{ mm}$ , контактирующий с медным цилиндром. Регистрация изменений в кристалле, сопровождающих электрические разряды, осуществлялась с помощью отражения лазерного луча с длиной волны  $532 \text{ nm}$  от двух параллельных граней образца  $Z+$  и  $Z-$ , представляющих оптический резонатор Фабри-Перо, с использованием лазера (6), делительного куба (7) и призмы (8). Временные зависимости вариаций интенсивности отраженного светового луча регистрировались с помощью фотодиода WWP34, который через эмиттерный повторитель (9) подключался к входу широкополосного цифрового осциллографа Keysight DSO-X 3102T ( $1 \text{ GHz}$ ) (10). Для реализации ждущего режима развертки, соответствующего началу быстрых изменений интенсивности отраженного от кристалла лазерного пучка, использовалось дифференцирующее звено и однокаскадный транзисторный усилитель.

Следует отметить, что для реализации ждущей развертки в используемой экспериментальной установке требуется стабильность режима эмиттерного повторителя, которая обеспечивалась выбором его рабочей точки, соответствующей некоторому ненулевому напряжению  $U_0$  на входе осциллографа и при отсутствующем сигнале с *pin*-фотодиода.

### 3. Экспериментальные результаты

При вариации температуры кристалла наблюдались как медленные изменения интенсивности отраженного пучка  $I_R(t)$ , связанные с термооптическим эффектом и пирозлектрическим индуцированием электрического поля, так и его резкие скачки. Представленные ниже на рис. 2–5 результаты соответствуют нескольким экспериментам, в которых цикл нагрева от  $\sim 22$  до  $\sim 110^\circ\text{C}$  имел продолжительность около  $9 \text{ min}$ , а цикл охлаждения до  $\sim 30^\circ\text{C}$  — более  $30 \text{ min}$ . Временные зависимости напряжения на выходе блока обработки оптического сигнала  $U_S(t)$ , регистрируемые осциллографом при скорости развертки  $10 \text{ s/div}$  в промежутках продолжительностью около  $90 \text{ s}$ , приведены на рис. 2. Рис. 2, *a* соответствует циклу нагрева кристалла для измеряемого термопарой диапазона от  $24$  до  $39^\circ\text{C}$ , в котором два участка плавного изменения выходного сигнала разделены его резким скачком в момент времени  $t = 75 \text{ s}$ . Осциллограмма для цикла охлаждения при такой же скорости развертки, иллюстрируемая рис. 2, *b* для

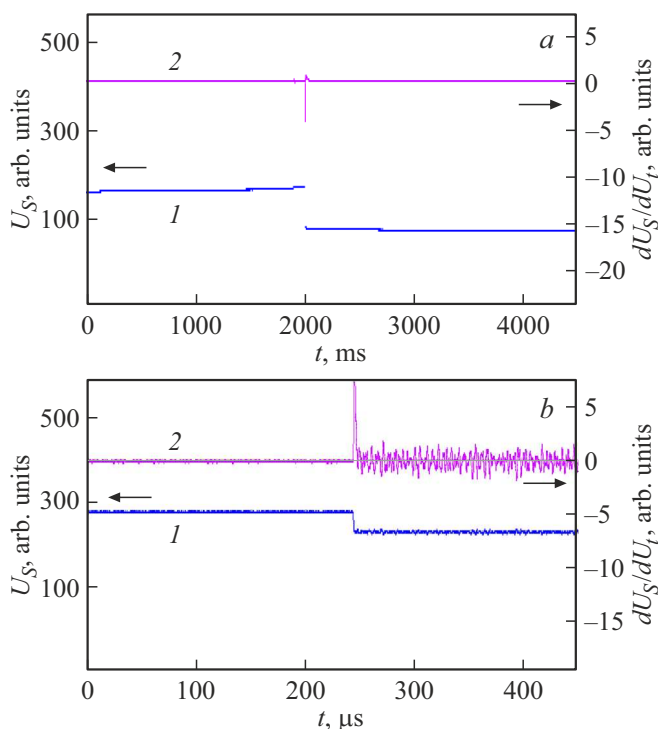


**Рис. 2.** Временные зависимости напряжения, регистрируемые при развертке  $10 \text{ s/div}$  в цикле нагрева (*a*) и охлаждения (*b*).

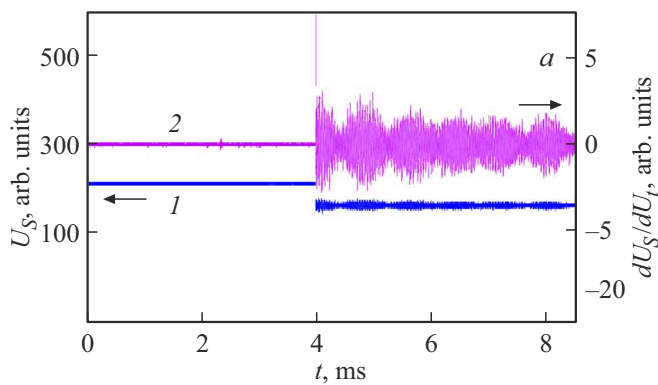
небольшого температурного диапазона, от  $42$  до  $40^\circ\text{C}$ , содержит более  $15$  резких изменений выходного напряжения.

Как отмечалось ранее,  $U_S(t)$  содержит постоянную составляющую  $U_0$ , связанную с выбором рабочей точки эмиттерного повторителя. Переменная компонента сигнала  $U_{FP}(t)$  отображает изменения в интенсивности обыкновенного светового пучка  $I_R(t)$ , отраженного от кристалла, представляющего интерферометр Фабри-Перо с зависящим от температуры фазовым набегом. В цикле нагрева от равновесного состояния при комнатной температуре  $T_R \approx 24^\circ\text{C}$  до температуры нагревателя  $T_h \approx 32^\circ\text{C}$ , как следует из рис. 2, *a*, происходят плавные изменения  $U_{FP}(t) \sim I_R(t)$  для  $0 < t < 74 \text{ s}$ . Видно, что до момента времени  $t \approx 75 \text{ s}$  не наблюдается сбросов экранирующего заряда с полярных поверхностей, приводящих к изменению внутрикристаллического поля и, соответственно, коэффициента отражения светового пучка от кристалла. Однако происходящий в момент времени  $t \approx 75 \text{ s}$  электрический разряд приводит к его быстрому изменению.

Динамика колебаний  $I_R(t)$  в цикле естественного охлаждения кристалла, которое при температуре  $T_h \approx 40^\circ\text{C}$  происходило со скоростью  $\sim 1 \text{ K/min}$  (рис. 2, *b*), характеризуется резкими переходами между состояниями с плавным поведением, с интервалами между ними от  $5$  до  $30 \text{ s}$ . При этом относительная величина изменений может превышать значение  $|\Delta I_R|/I_R = 0.25$ . Из проведенных при малых скоростях развертки экспериментов получено, что такие резкие скачки коэффициента отражения от кристалла имеют случайный характер и наблюдаются как в циклах его нагрева, так и охлаждения.



**Рис. 3.** Временные зависимости напряжения (1) и его производной (2), регистрируемые при развертке 500 ms/div (a) и 50 μs/div (b).



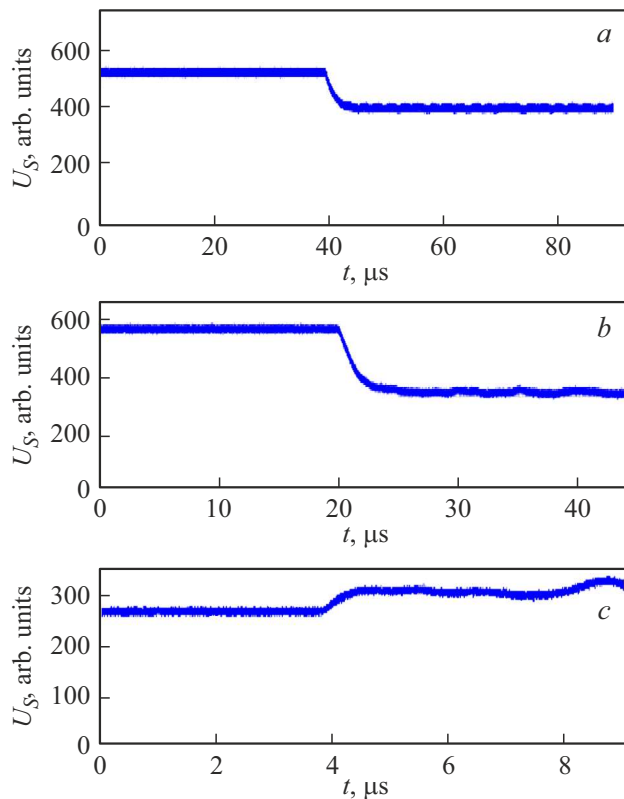
**Рис. 4.** Временные зависимости напряжения (1) и его производной (2), регистрируемые при развертке 1 ms/div.

Для определения временных параметров и особенностей наблюдаемых резких изменений коэффициента отражения от кристалла был проведен цикл экспериментов с его нагревом и охлаждением при скоростях развертки от 500 ms/div до 1 μs/div. Характерные осциллограммы для  $U_S(t)$  (зависимости 1) и для  $dU_S(t)/dt$  (зависимости 2), регистрируемые основным каналом и каналом синхронизации при скорости развертки 500 ms/div и 50 μs/div, показаны на рис. 3, a и 3, b соответственно. Эти осциллограммы относятся к двум различным экспериментам и получены для стадии охлаждения

при  $T_h \approx 35^\circ\text{C}$  (рис. 3, a) и нагрева, при  $T_h \approx 108^\circ\text{C}$  (рис. 3, b).

Из рис. 3, a видно, что в данном случае ступенчатое изменение коэффициента отражения от кристалла не сопровождается возникновением колебаний  $U_{FP}(t) \sim I_R(t)$ , однако на рис. 3, b наличие таких колебаний становится заметным, особенно для сигнала синхронизации, усиленного транзисторным каскадом. В некоторых случаях резкие изменения  $I_R(t)$  приводят к сопутствующим колебаниям со значительной амплитудой и сложным спектром, что иллюстрируется осциллограммой со скоростью развертки 1 ms/div на рис. 4, зарегистрированной при  $T_h \approx 35^\circ\text{C}$  для еще одной экспериментальной реализации нагрева кристалла. Диапазон частот колебаний можно оценить из осциллограмм, как 200–300 kHz. Это делает возможным предположение об их связи с ударным пьезоэлектрическим возбуждением продольных акустических волн, испытывающих переотражения от поверхностей, ограничивающих образец ниобата лития цилиндрической формы.

Для оценки характерного времени перехода кристалла, представляющего оптический резонатор Фабри-Перо, между двумя состояниями с различными коэффициентами отражения, воспользуемся сравнительно гладкими осциллограммами для  $U_S(t)$ , не сопровождающимися значительными колебаниями, при скоростях развертки 10, 5 и 1 μs/div, представленными на рис. 5, a, b



**Рис. 5.** Временные зависимости напряжения и его производной, регистрируемые при развертке 10 μs/div (a), 5 μs/div (b) и 1 μs/div (c).

и  $c$  соответственно. Хотя они соответствуют разным значениям температур  $T_h$  в циклах охлаждения и относятся к двум отдельным экспериментам, их временные зависимости качественно подобны.

Из них следует, что длительность фронта для такого перехода не превышает значения  $\tau_f = 1 \mu\text{s}$ . Для точной оценки  $\tau_f$  необходимо использовать фотоприемную систему регистрации лазерного излучения с более высоким быстродействием.

#### 4. Обсуждение результатов

Наблюдаемые в циклах нагрева и охлаждения изменения во времени для коэффициента отражения лазерного пучка от кристалла ниобата лития с параллельными  $Z$ -гранями, образующими интерферометр Фабри-Перо, обусловлены вариациями его обыкновенного показателя преломления  $n_o(t)$  и толщины  $h_{cr}(t)$  с температурой,  $T(t) = T_R + \Delta T(t)$ . В приближении однородного распределения температуры  $T(t)$  по кристаллу можно разделить возмущения  $n_o(t)$ , связанные с термооптическим ( $to$ ) и пирозлектрическим ( $py$ ) эффектами [14,15], как

$$\Delta n_o^T(\Delta T) = \Delta n_o^{to}(\Delta T) + \Delta n_o^{py}(\Delta T). \quad (1)$$

Термооптический вклад в изменения показателя преломления в ограниченном температурном диапазоне аппроксимируется линейной функцией  $\Delta n_o^T(\Delta T) = (dn_o/dT)\Delta T$ , где коэффициент  $dn_o/dT$  может быть найден из соответствующих уравнений Селмейера (см., например, [16]). Пирозлектрическая составляющая  $\Delta n_o^{py}(\Delta T)$  для разомкнутого кристалла определяется электрическим полем, вектор напряженности которого направлен вдоль полярной оси  $Z$ , индуцированным вследствие изменения спонтанной поляризации при достаточно быстрых вариациях  $\Delta T(t)$  [14]:

$$E_3^{py}(t) = -\frac{p}{\varepsilon_3} \Delta T(t), \quad (2)$$

где  $p$  — пирозлектрический коэффициент и  $\varepsilon_3$  — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла для поля вдоль оси  $Z$ . Используя известные соотношения для линейного электрооптического эффекта в кристаллах симметрии  $3m$  [17], зависимость пирозлектрической составляющей возмущений обыкновенного показателя преломления от времени представим в виде

$$\Delta n_o^{py}(t) = \frac{n_o^3 r_{13} p}{2\varepsilon_3} \Delta T(t), \quad (3)$$

где для электрооптической постоянной кристалла  $r_{13}$ , как и для других материальных параметров ниобата лития, температурной зависимостью пренебрегается.

Кроме того, в кристалле происходят процессы релаксации неравновесных возмущений  $\Delta n_o^{py}$ , связанных с пирозлектрически индуцированным электрическим полем. Медленная релаксация, которую можно описать

некоторой функцией  $\Delta n_o^{rel}$ , противоположной по знаку  $\Delta n_o^{py}(t)$ , обусловлена эффектом компенсации деполяризующего поля током свободных зарядов в кристалле и в окружающей воздушной атмосфере [18] и не приводит, как и тепловое расширение, к качественным изменениям характера временной зависимости для суммарного набег фаз  $\Delta\varphi^T(t)$  светового пучка в интерферометре Фабри-Перо. Пренебрегая вкладами этих процессов и учитывая приведенные выше соотношения, получаем

$$\Delta\varphi^T(t) = \frac{4\pi h_{cr}}{\lambda} \left[ \frac{dn_o}{dT} + \frac{n_o^3 r_{13} p}{2\varepsilon_3} \right] \Delta T(t). \quad (4)$$

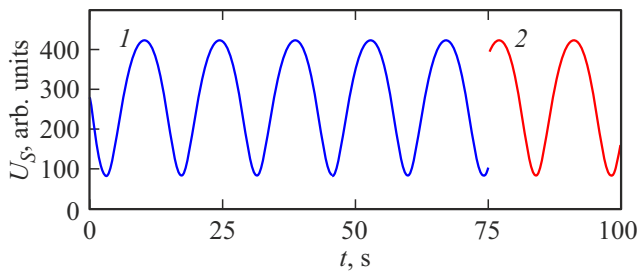
Следует отметить, что в условиях проведенных экспериментов обеспечивались свободные от внешних упругих напряжений температурные изменения размеров кристалла цилиндрической формы как вдоль полярной оси  $Z$ , так и в радиальном направлении (см. рис. 1). Отсутствие упругих напряжений, связанных с радиальными упругими смещениями, обусловлено коэффициентом линейного теплового расширения диэлектрической вставки (2), превышающим соответствующий коэффициент  $\alpha_a = 14.1 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$  ниобата лития [19]. В связи с такими условиями свободных изменений размеров, значительные градиенты температуры, возникающие в циклах нагрева и охлаждения в кристалле, как известно [20], не должны приводить к существенному влиянию третичного эффекта на генерируемое пирозлектрическое поле.

Для описания наблюдаемой экспериментально плавной зависимости  $U_S(t)$ , представленной на рис. 2, а для интервала времени  $0 < t \leq t_d$ , где  $t_d = 75 \text{ s}$ , воспользуемся следующей моделью, принимающей во внимание (4), описанные выше особенности экспериментальной методики и известные соотношения [21] для коэффициента отражения светового излучения от интерферометра Фабри-Перо:

$$U_S(t) = U_0 + U_m$$

$$\times \frac{4R_o \sin^2 \left[ \frac{2\pi h_{cr}}{\lambda} \left( \frac{dn_o}{dT} + \frac{n_o^3 r_{13} p}{2\varepsilon_3} \right) \Delta T(t) - \frac{n_o^3 r_{13}}{2} \Delta E(t) \right]}{(1-R_o)^2 + 4R_o \sin^2 \left[ \frac{2\pi h_{cr}}{\lambda} \left( \frac{dn_o}{dT} + \frac{n_o^3 r_{13} p}{2\varepsilon_3} \right) \Delta T(t) - \frac{n_o^3 r_{13}}{2} \Delta E(t) \right]}, \quad (5)$$

где  $R_o = [(n_o - 1)/(n_o + 1)]^2$  — отражательная способность  $Z$ -граней кристалла. Результаты расчета плавной временной зависимости  $U_S(t)$  для интервала времени  $0 \leq t \leq 75 \text{ s}$ , показанные на рис. 6 кривой 1, получены с использованием термооптической постоянной  $dn_o/dT = 1.165 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$  [16] и пирозлектрического коэффициента  $p = -10.39 \cdot 10^{-5} \text{ C/(m}^2\text{K)}$  [14] для конгруэнтного ниобата лития, а также следующих его материальных параметров в механически свободном состоянии:  $\varepsilon_3 = 2.543 \cdot 10^{-10} \text{ F/m}$  [22] и  $r_{13} = 11.3 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$  [23]. На этом временном интервале для качественного согласия расчета по формуле (5) с соответствующими экспериментальными данными, представленными выше на рис. 2, а, принималось, что  $U_0 = 80$ ,  $U_m = 720$ ; исход-



**Рис. 6.** Временные зависимости для регистрируемого напряжения, рассчитанные по формуле (5) для интервала  $0 \leq t \leq 75$  s (кривая 1) и при  $t > 75$  s (кривая 2).

ная температура кристалла  $T_R = 24.09^\circ\text{C}$ , а ее приращение реализуется с постоянной скоростью  $0.089$  K/s от начального значения  $\Delta T = 0.91$  K.

Сравнение зависимостей на рис. 2, а и рис. 6 показывает, что используемая модель позволяет удовлетворительно описать наблюдаемые на начальном этапе нагрева пьезоэлектрического кристалла ниобата лития вариации с температурой его обыкновенного показателя преломления. Для принятых условий и используемых материальных параметров за указанное время температура кристалла увеличивается на  $7.6$  K, а пьезоэлектрически индуцированное поле в кристалле достигает значения  $E_3^{py}(t_d) \approx -31$  kV/cm. Напряженность электрического поля  $E_G(t_d)$ , создаваемого в этом случае в зазоре с размером  $h_g$  между верхней гранью кристалла (1) и анодом (5) (см. рис. 1), может быть приближенно оценена из соотношения [24]

$$E_G(t_d) = \frac{p\Delta T(t_d)}{h_g \varepsilon_3 / h_{cr} + \varepsilon_0}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная. Зазору  $h_g = 10$  mm соответствует значение  $E_G(t_d) \approx -36$  kV/cm, которое может быть завышенным из-за отличия материальных параметров исследуемого кристалла ниобата лития от использованных в оценочных расчетах. Характерно, что оно превосходит напряжение пробоя воздуха при атмосферном давлении. Полагая, что регистрируемые быстрые изменения  $U_S(t)$  при  $t > t_d$  связаны или с пробоем промежутка между полупрозрачным анодом и верхней гранью кристалла, или с другим видом пробоя, например, по его боковой поверхности между Z-гранями, из (5) можно оценить уменьшение абсолютной величины электрического поля в кристалле как  $|\Delta E_3(t_d)| \approx 4$  kV/cm. При таком пьезоэлектрически индуцированном электрическом разряде соответствующее уменьшение поверхностного заряда на гранях кристалла, в предположении его равномерного распределения по площади  $S \approx 2.3 \cdot 10^{-4}$  m<sup>2</sup>, происходит на величину  $|\Delta \xi(t_d)| \approx 23$  nC. Следует отметить, что это значение по порядку согласуется с оценками переносимого заряда, достигающего  $5.7$  nC при пьезоэлектрической генерации импульсного электронного пучка с токами до  $600$  mA,

регистрируемого при атмосферном давлении в устройстве коаксиальной конфигурации для кристалла ниобата лития с цилиндрической формой и близкими размерами [13].

Наблюдаемая экспериментально после электрического разряда, при  $t > 75$  s динамика изменений интенсивности пучка  $I_R(t) \sim U_{FP}(t)$ , отраженного от кристалла (рис. 2, а), уже не описывается в рамках рассмотренной простой модели: для зависимости  $U_S(t)$ , рассчитанной по формуле (5) и показанной на рис. 6 кривой 2, значения в минимумах остаются такими же, как и до разряда. Причина увеличения со временем минимумов для  $U_S(t)$ , плавного до электрического разряда, и скачкообразного после него, требует изучения. Дополнительным фактором, усложняющим поведение  $I_R(t)$ , может быть фоторефрактивный эффект, приводящий в кристаллах Z-ориентации с параллельными гранями к формированию отражательных голограмм, увеличивающих или уменьшающих пропускание зондирующего пучка, в зависимости от ориентации полярной оси [25].

## 5. Заключение

Таким образом, представленная методика регистрации динамики электрического поля в кристалле ниобата лития с параллельными Z-гранями при пьезоэлектрической генерации электрических разрядов позволила отобразить его зависимости от времени в течении интервалов от  $\sim 90$  s до  $\sim 9$   $\mu$ s. Наблюдаемые в циклах нагрева и охлаждения кристалла скачки напряженности пьезоэлектрически индуцированного электрического поля, достигающие значений  $4$  kV/cm, демонстрируют поведение, характерное для электрических разрядов. Поверхностный заряд на гранях кристалла при этом уменьшается на величину, которая может составлять единицы nC, с длительностью процесса разряда, не превышающей  $1$   $\mu$ s. Обнаружено, что при некоторых электрических разрядах резкое уменьшение напряженности электрического поля в кристалле вызывает колебания интенсивности отраженного от него лазерного пучка со значительной амплитудой и сложным спектром, в диапазоне частот от  $200$  до  $300$  kHz. Высказано предположение о связи этих колебаний с ударным пьезоэлектрическим возбуждением продольных акустических волн, испытывающих переотражения от поверхностей, ограничивающих образец ниобата лития цилиндрической формы.

## Благодарности

Авторы благодарят В.Ф. Тарасенко и П.В. Каратаева за полезные обсуждения.

## Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания на 2023–2025 гг. (FEWM-2023-0012).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] G. Rosenman, D. Shur, Ya.E. Krasik, A. Dunaevsky. *J. Appl. Phys.* **88**, 11, 6109 (2000).
- [2] B. Naranjo, J.K. Ginzewski, S. Putterman. *Nature (London)* **434**, 1115 (2005).
- [3] W.T. Arkin. *Trends in Lasers and Electro-Optics Research / Editor W.T. Arkin. Nova Science Publishers (2006). P. 59.*
- [4] E.M. Bourim, C.W. Moon, S.W. Lee, V. Sidorkin, I.K. Yoo. *J. Electroceram* **17**, 479 (2006).
- [5] J.A. Geuther, Y. Danon. *Appl. Phys. Letters* **90**, 17, 174103 (2007).
- [6] E.L. Neidholdt, J.L. Beauchamp. *Anal. Chem.* **79**, 10, 3945 (2007).
- [7] N.V. Kukhtarev, T.V. Kukhtareva, G. Stargell, J.C. Wang. *J. Appl. Phys.* **106**, 014111 (2009).
- [8] <http://www.amptek.com/coolx.html>. Amptek Inc., Miniature X-ray generator with pyroelectric crystal.
- [9] В.А. Андрианов, А.А. Буш, А.Л. Ерзинкян, К.Е. Каменцев. *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* **7**, 25 (2017).
- [10] M. Wilke, L. Hanns, K. Harnisch., W. Knapp, M. Ecke, T. Halle. *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.* **882**, 1, 012026 (2020).
- [11] M. Ali, P. Karataev, A. Kubankin, A. Oleinik. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1061**, 169134 (2024).
- [12] M.J. Johnson, J. Linczer, D.B. Go. *Plasma Sources Sci. Technol.* **23**, 065018 (2014).
- [13] К.М. Мамбетова, С.М. Шандаров, С.И. Арестов, Л.Н. Орликов, А.А. Елчанinov, Н.И. Буримов, А.И. Аксенов. *J. Instrum.* **17**, P04008 (2022).
- [14] J. Parravicini, J. Safioui, V. Degiorgio, P. Minzioni, M. Chauvet. *J. Appl. Phys.* **109**, 033106 (2011).
- [15] S.T. Popescu, A. Petris, V.I. Vlad. *J. Appl. Phys.* **113**, 4, 043101 (2013).
- [16] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, D.N. Nikogosyan. *Handbook of nonlinear optical crystals. Springer, Berlin* **64**, (2013). 414 p.
- [17] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики. Наука, М. (1979).* 640 с.
- [18] М. Лайнс, А. Гласс. *Сегнетоэлектрики и родственные им материалы / Под ред. В.В. Леманова и Г.А. Смоленского. Мир, М. (1981).* 736 с.
- [19] T. Volk, M. Wöhlecke. *Lithium niobate: defects, photorefractive and ferroelectric switching. Springer, Berlin* **115**, (2008). 258 p.
- [20] К.М. Нуриева, А.К. Таганцев, В.А. Трепаков, В.М. Варикаш. *ФТТ* **31**, 1, 130 (1989).
- [21] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики. Наука, М. (1973).* 719 с.
- [22] R.T. Smith, F.S. Welsh. *J. Appl. Phys.* **42**, 2219 (1971).
- [23] M. Luennemann, U. Hartwig, G. Panotopoulos, K. Buse. *Appl. Phys. B* **76**, 403 (2003).
- [24] T.Z. Fullem, Y. Danon. *J. Appl. Phys.* **106**, 074101 (2009).
- [25] И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский, Б.И. Стурман. *ЖЭТФ* **74**, 5, 1599 (1978).

Редактор А.Н. Смирнов