

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

*На правах рукописи*

**Озерова Ксения Евгеньевна**

**Особенности зарядки сегнетоэлектриков  $\text{LiTaO}_3$  и  $\text{LiNbO}_3$   
при электронном и ионном облучении**

1.3.5. – физическая электроника

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2022

Работа выполнена на кафедре физической электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

**Научные руководители:**

доктор физико-математических наук, профессор

**Рау Эдуард Иванович**

кандидат физико-математических наук,

**Татаринцев Андрей Андреевич**

**Официальные оппоненты:**

**Новиков Лев Симонович**, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова

**Бачурин Владимир Иванович**, доктор физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник лаборатории диагностики микро- и наноструктур Ярославский филиал Физико-технологического института имени К.А. Валиева Российской академии наук

**Коханчик Людмила Сергеевна**, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук

Защита диссертации состоится «15» декабря 2022 г. в 16-30 на заседании диссертационного совета МГУ.013.7 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2, Физический факультет МГУ, ауд. ЦФА.

E-mail: igorkartashov@mail.ru

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д.27) и на сайте ИАС «ИСТИНА»:

<https://istina.msu.ru/dissertations/509281954/>

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
к.ф.-м.н.

И.Н.Карташов

## **Общая характеристика работы**

### **Актуальность темы**

Явление радиационной электризации диэлектриков под воздействием облучения заряженными частицами известно давно, но до сих пор остаются отдельные дискуссионные вопросы по этому сложному и многогранному процессу. Это относится и к отдельному классу диэлектриков – сегнетоэлектрикам, которые часто причисляют к широкозонным полупроводникам. Изучение физических механизмов зарядки диэлектриков и сегнетоэлектриков при электронном и ионном облучении стимулируется большим научным интересом и прикладным значением в таких областях, как надежность функционирования интегральных микросхем в экстремальных условиях, в оптоэлектронике, в частности физике фотонных кристаллов, радиационная безопасность космических аппаратов, в плазменных технологических установках и т.д.

В последние годы всё больший интерес представляют сегнетоэлектрические кристаллы, обладающие спонтанной поляризацией, направление которой можно изменять воздействием облучения электронными или ионными пучками. Среди них выделяются кристаллы ниобата лития ( $LiNbO_3$ ) и танталата лития ( $LiTaO_3$ ) ввиду их высокой оптической нелинейности и освоенной технологии выращивания полярных монокристаллов. Они находят широкое применение в качестве систем управления и преобразования частот лазерного излучения, а также в оптических вычислительных системах в качестве носителей информации с высокой плотностью записи.

Одним из популярных и широко распространенных методов изготовления субмикронных точечных и линейных структур (например, регулярных доменных структур – РДС) является облучение фотонных кристаллов сфокусированными электронными или ионными пучками. Но ключевые характеристики зарядки сегнетоэлектриков в известных публикациях рассматривались на основе классической модели вторичной электронной эмиссии диэлектриков, без учета уже существующего в исходных кристаллах приповерхностного электрического поля, вызванного поляризацией и эффектами компенсации зарядов. Указанная специфика потребовала пересмотра модели зарядки сегнетоэлектриков, а также проведения детальных экспериментальных исследований по кинетике зарядки сегнетоэлектриков под воздействием электронного и ионного облучения расфокусированными пучками средних энергий. В опубликованных работах существует большой пробел по указанной конкретной тематике. Между тем знание основных закономерностей кинетики радиационной зарядки необходимо, в частности, для прогнозирования необходимых условий образования РДС при облучении электронами или ионами. Таким образом, исследование зарядки сегнетоэлектрических кристаллов под воздействием электронного и ионного облучения является актуальной задачей как с научной, так и с практической точек зрения, поскольку способствует

выяснению возможностей совершенствования известных и созданию новых приборов оптоэлектроники.

**Объектом исследования** в настоящей работе являются кристаллы сегнетоэлектриков  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  X-, +Z- и -Z-срезов.

**Предметом исследования** являются основные характеристики зарядки сегнетоэлектрических кристаллов под воздействием расфокусированных (широких) электронных и ионных пучков средних энергий.

**Методика исследования**

Базовым инструментом исследований эффектов зарядки сегнетоэлектрических кристаллов при электронном облучении являлся сканирующий электронный микроскоп (СЭМ), снабженный рядом дополнительных устройств. СЭМ позволяет осуществлять контролируемую зарядку мишени и в то же время проводить измерения всех характеристик зарядки. В экспериментах по ионному облучению используется источник ионов ( $Ar^+$ ) и соответствующая измерительная аппаратура, аналогичная применяемой в СЭМ. Отличительной чертой проводимых экспериментальных исследований является одновременность детектирования основных кинетических характеристик зарядки: поверхностного потенциала, тока эмиссии электронов (ионов) и тока смещения, по которому оценивается величина аккумулируемых зарядов.

**Целью диссертационной работы** является исследование специфических особенностей радиационной зарядки сегнетоэлектриков  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  под воздействием электронного и ионного облучения.

Для достижения поставленной цели были поставлены и решены **следующие задачи:**

1. Разработать новую модель зарядки сегнетоэлектриков, основанную на четырёхслойном распределении зарядов (в случае электронного облучения) и трёхслойном (в случае облучения ионами).

2. Найти экспериментальные зависимости поверхностных потенциалов, эмиссионных характеристик и значения аккумулируемых зарядов в зависимости от времени и дозы облучения для различных срезов (X,  $\pm Z$ ) кристаллов  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$ .

3. Определить и объяснить общие закономерности и различия в характеристиках зарядки сегнетоэлектриков в сравнении с диэлектрическими мишенями.

4. Оценить эффективность зарядки монокристаллов сегнетоэлектриков при их облучении электронами и ионами средних энергий и сравнить их с данными по классическим диэлектрикам.

5. Установить дозовые пределы облучающих потоков заряженных частиц и их энергию, необходимые для вероятной переполяризации сегнетоэлектриков  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$ .

### **Научная новизна работы**

1. Разработана новая модель многослойных зарядов и рассчитаны пространственные распределения электрических полей, генерируемых в сегнетоэлектриках облучаемыми заряженными частицами.

2. Впервые получены результаты комплексных экспериментов по измерению фундаментальных характеристик зарядки сегнетоэлектриков в расфокусированных пучках заряженных частиц средних энергий и определены дозовые зависимости их переполяризации.

3. На основе теоретического рассмотрения процесса зарядки впервые указана возможность кратковременной инверсии поляризации в тонком приповерхностном слое  $\pm Z$ -срезов сегнетоэлектриков при низких энергиях ионизирующих частиц.

### **Практическая значимость**

Основной научной и практической значимостью данной работы являются результаты исследований фундаментальных основ процесса зарядки сегнетоэлектриков  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  при электронном и ионном облучении. Для объяснения экспериментальных результатов разработана новая теоретическая модель процесса зарядки сегнетоэлектриков, отличающаяся от случая зарядки классических диэлектриков. Выдвинутые модели трех- и четырёхслойных распределений зарядов и соответствующих электрических полей позволяют проводить более детальную и корректную интерпретацию получаемых экспериментальных результатов. Полученные новые сведения о своеобразии процессов зарядки сегнетоэлектриков под воздействием электронного и ионного облучений следует учитывать в радиационной физике сегнетоэлектриков и в прикладных исследованиях фотонных кристаллов.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. В процессе зарядки полярного среза кристаллов  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  при электронном облучении вследствие образования четырёхслойного распределения зарядов образуется такая конфигурация внутренних электрических полей, которая может приводить к кратковременной инверсии поляризации в приповерхностном слое кристаллов при любой энергии (в том числе низкой  $< 5$  кэВ) облучающих электронов и как для  $+Z$ -среза, так и для  $-Z$ -среза кристалла.

2. В процессе зарядки  $\pm Z$ -срезов сегнетоэлектрических кристаллов электронами низких энергий возникают резкие отличия в эмиссионных характеристиках от случая облучения классических диэлектриков, обусловленные тем фактом, что малая глубина пробега первичных электронов совпадает с толщиной переходного поверхностного слоя зарядов поляризации.

3. При ионном облучении сегнетоэлектриков в результате трехслойного распределения зарядов ток эмиссии положительных ионов достигает равновесного состояния быстрее, чем поверхностный потенциал, и всегда происходит только положительная зарядка кристаллов – до значений потенциалов, близких к потенциалу источника ионов.

4. Более высокие равновесные значения потенциалов зарядки (примерно на 20%-30%) достигаются не при электронном, а при ионном облучении. Это указывает на более высокую эффективность создания регулярных доменных структур именно при ионном облучении сегнетоэлектрических кристаллов.

**Достоверность результатов** подтверждается следующими соображениями. В широко известных опубликованных результатах измерений поверхностных потенциалов на металлических подложках с заданным смещением по сдвигу максимума спектров эмитированных электронов (ионов) погрешность составляет не более 5%. Расчет поверхностных потенциалов по измеренным интегральным значениям токов смещения, т.е. величинам аккумулируемых зарядов, дают сравнимые результаты (с погрешностью порядка 10 %).

#### **Апробация работы и публикации**

По теме диссертации опубликовано 11 работ (5 статей, индексируемых в базах данных WoS, Scopus или RSCI и 6 тезисов докладов на конференциях), список которых приведен в конце автореферата.

#### **Личный вклад автора**

Все теоретические расчеты, а также экспериментальные исследования проведены лично автором или при его непосредственном определяющем участии. Постановка задачи диссертационной работы, разработка новой модели зарядов и обсуждение полученных результатов произведены совместно с Рау Э.И. Эксперименты и интерпретация результатов проведены совместно с Татаринцевым А.А.

#### **Структура диссертационной работы**

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 113 страниц с 52 рисунками. Список литературы содержит 118 наименований.

#### **Содержание работы**

Во **введении** дано обоснование актуальности темы представленной работы, сформулированы цели и методология исследования, поставлены задачи работы, изложены новизна и значимость работы, определены предмет и объект исследования, проводимого в рамках данной диссертационной работы.

**Первая глава** является реферативным обзором литературы, посвященным процессам переключения доменов и зарядки сегнетоэлектриков при облучении их как электронными, так и ионными пучками. Изложены общие представления о механизме зарядки диэлектриков электронными пучками, их противоречия и недостатки, а также эволюция этих взглядов со временем. Представлены данные публикаций о зарядке диэлектриков и сегнетоэлектриков ионными пучками.

**Во второй главе** [А1, А4, А5] описана методика экспериментальных исследований процесса зарядки сегнетоэлектриков при облучении их расфокусированными электронными пучками, предложены новые эмпирические формулы для расчета распределений плотности зарядов и электрического поля по глубине образца при облучении электронами на

основе новой четырехслойной модели зарядов. Также представлены экспериментальные результаты по облучению X- и  $\pm Z$ -срезов сегнетоэлектриков  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  электронными пучками с различной энергией  $E_0$  и их анализ.

В экспериментах облучались пластины оптически полированных образцов  $+Z$ -среза,  $-Z$ -среза и X-среза. На рис. 1 представлена схема используемого экспериментального устройства. Электронный зонд РЭМ (1)

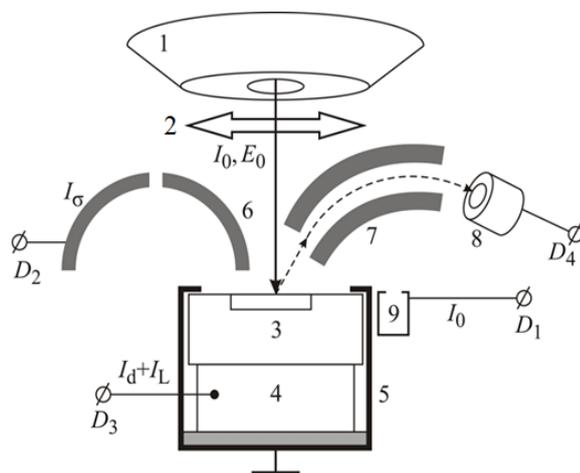


Рис. 1. Схема экспериментальной установки в РЭМ.

облучает диэлектрический образец 3, размещенный на подложке 4 в экранирующем держателе 5, который предотвращает наводки на измерительный тракт  $D_3$  тока утечки  $I_L$  и смещения  $I_D$ , а также уменьшает область засветки исследуемого образца третичными электронами. Часть вторичных или отраженных электронов проходит через секторный тороидальный спектрометр 7 и регистрируется микроканальной пластиной 8. Под управлением ПК включается электронный зонд РЭМ и синхронно запускается пилообразное питание спектрометра, в результате чего автоматически регистрируется весь энергетический спектр эмитированных электронов  $dN/dE$ . Одновременно с помощью электрометра  $D_3$  регистрируется изменение тока смещения  $I_D$  и утечки  $I_L$ . Эмиссионная характеристика  $I_σ(t)$  фиксируется с помощью полусферического коллектора электронов 6. Так как регистрируемые токовые сигналы в действительности могут содержать дополнительный вклад от токов переполаризации и расплывания зарядов по поверхности, то далее сумма токов смещения и утечки будет обозначаться  $I_2$ , а ток эмиссии как  $I_1$ .

Механизмы зарядки сегнетоэлектриков и диэлектриков отличаются из-за таких специфических свойств, как очень высокие значения диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$ , относительное значение  $\epsilon_r/\epsilon_0$  которых по порядку величины в десятки и сотни раз выше, чем у типичных диэлектриков, у которых  $\epsilon_r$  находятся в диапазоне от 2 до 10. Еще одной особенностью сегнетоэлектриков является наличие исходных поверхностных зарядов и потенциалов, обусловленных спонтанной поляризацией.

Рассмотрим структуру сегнетоэлектрика у поверхности (рис. 2). В исходном состоянии у полярных кристаллов, таких как  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$ , на поверхности  $\pm Z$ -срезов имеется изгиб энергетических зон на протяжении приблизительно длины Дебая  $l_D$ . В этой области происходит частичная компенсация поляризованных зарядов  $\pm P_s$  свободными зарядами из объема сегнетоэлектрика. Возможна и полная компенсация за счет адсорбируемых на поверхности ионов противоположного знака из окружающей атмосферы. Эта контаминационная пленка толщиной в несколько монослоёв молекул и атомов обозначена на рис. 2 индексом  $t$ . Она играет большую роль при низких

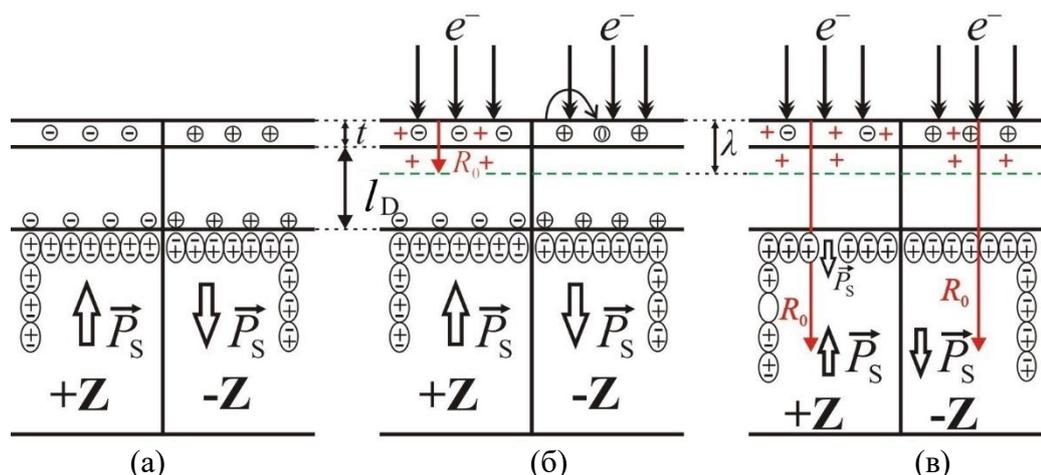


Рис. 2. (а) схема сегнетоэлектрика в исходном состоянии при полной компенсации поверхностных зарядов; (б) равновесное состояние сегнетоэлектрика при низкоэнергетическом ( $E_0=0.2-1.0$  кэВ) электронном облучении; (в) – равновесное состояние сегнетоэлектрика при облучении электронами с энергией  $E_0 \geq 3$  кэВ.

ускоряющих напряжениях СЭМ, существенно влияя на поверхностную проводимость и на растекание зарядов из облучаемой области.

В низкоэнергетической области электронного облучения нами впервые обнаружены аномалии в зарядовых характеристиках  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$ , поэтому рассмотрим этот феномен детальнее. В этой связи приводим показательный рис. 3, где представлены сдвиги спектров ВЭ при зарядке  $LiTaO_3$  электронным пучком плотностью  $j_0 = 10^{-6}$  А·см<sup>-2</sup> и энергией  $E_0 = 300$  эВ. Цифры указывают на последовательность во времени появления пиков ВЭ. +Z-срез заряжается положительно до потенциала +10 В (первый зарегистрированный пик ВЭ появился через 28 секунд после начала облучения), а -Z-срез кристалла до  $V_{s0} = -173$  В (на спектрах указаны для наглядности два пика, а не итоговый полный набор спектров в течение всего времени зарядки). Этот пример демонстрирует разительное отличие характера зарядки сегнетоэлектриков от классических диэлектриков, где в указанной области всегда происходит положительная зарядка мишени в единицы вольт.

Коренной причиной особенности зарядки сегнетоэлектрика является наличие поляризации  $P_s$  и исходного распределения зарядов  $\rho(y)$  в области компенсации  $l_D$ . Расчет образующегося в этой области поля не является тривиальной задачей. В настоящей работе предложена эмпирическая формула

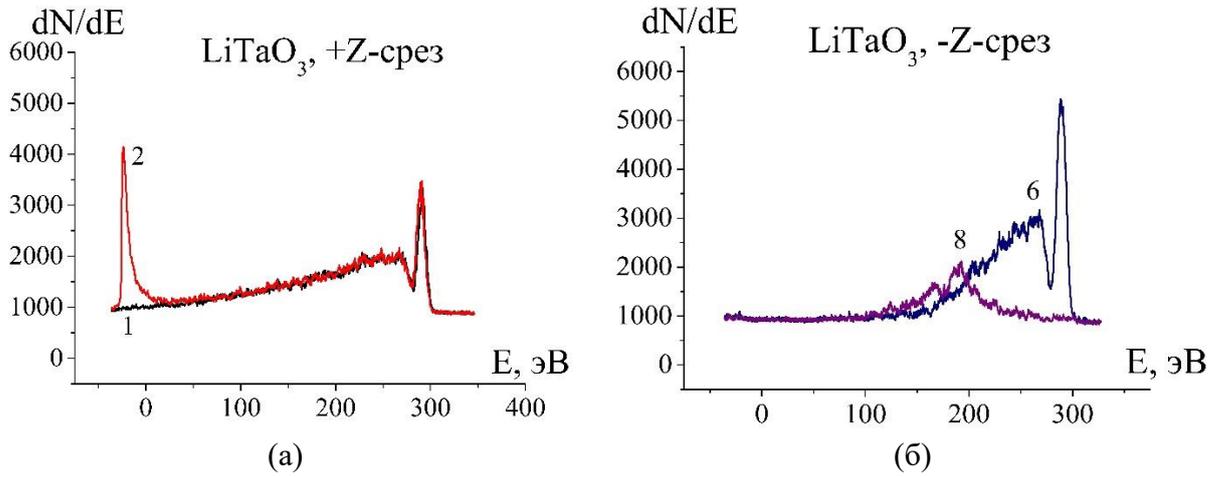


Рис. 3. Спектры ВЭ при облучении электронами с энергией  $E_0 = 300$  эВ для  $LiTaO_3$ : (а) для +Z-среза,  $I_0 = 50$  пА,  $A = 500 \times 500$  мкм<sup>2</sup>. На подложку подано смещение -35 В; (б) для -Z-среза,  $I_0 = 100$  пА,  $A = 100 \times 100$  мкм<sup>2</sup>.

для распределения плотности зарядов при облучении электронами с низкой энергией:

$$\frac{\rho(y)}{\rho_{0s}} = (A - By) \exp \left[ -B \left( y - \frac{1}{B} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где параметр  $B = R_0 \cdot x_q^{-1}$  определяет точку смены знака зарядов,  $y = x/x_q$ . Примем в первом приближении, что центроид отрицательных зарядов  $x_c = 0.5R_0$ , а значение  $x_q = 0.5x_c$ , поэтому  $x_q = 0.25R_0$ , т.е.  $B = 4$ . Решение уравнения Пуассона для принятых здесь распределений приведенной плотности зарядов  $\rho(y)$  и в пределах толщины образца такое:

$$\frac{F(y)}{F_m} = \int_0^y \frac{\rho_{0x}}{\rho_{0s}} dy = 0.5 \left\{ \exp \left[ -\frac{(By-1)^2}{B} \right] - \frac{\sqrt{\pi} \cdot (A-1) \cdot \text{erf} \left[ (1-By)B^{-1/2} \right]}{\sqrt{B}} \right\} + const, \quad (2)$$

где  $F(y)$  – напряженность электрического поля,  $\text{erf}$  – функция ошибок. На рис. 4 приводятся результаты расчетов зарядов и полей и их суперпозиция при облучении  $\pm Z$ -срезов сегнетоэлектрика  $LiTaO_3$  электронами с энергией  $E_0 = 700$  эВ. Из приведенных результатов по облучению широкими, расфокусированными электронными пучками низких энергий следует, что в условиях наших экспериментов для поверхностной плотности зарядов ни для  $LiTaO_3$  ( $\sigma_{qs} \approx 10^{-6}$  Кл/см<sup>2</sup>,  $\sigma_{ps} = 10^{-7}$  Кл/см<sup>2</sup>), ни для  $LiNbO_3$  ( $\sigma_{qs} \approx 2.7 \cdot 10^{-6}$  Кл/см<sup>2</sup>,  $\sigma_{ps} \approx 10^{-7}$  Кл/см<sup>2</sup>) не достигаются необходимые условия для переполяризации в объеме кристалла, хотя эти плотности и близки к критическим значениям  $P_s = 5 \cdot 10^{-6}$  Кл/см<sup>2</sup> для  $LiTaO_3$  и  $P_s = 7 \cdot 10^{-5}$  Кл/см<sup>2</sup> для  $LiNbO_3$ .

При высоких энергиях  $E_0$  ( $E_0 \geq 5$  кэВ) центроид аккумулируемых отрицательных зарядов находится вблизи или больше глубины переходного слоя толщиной  $l_D$ . Так, при  $E_0 = 5$  кэВ  $x_c = 0.5R_0 = 92$  нм для  $LiTaO_3$  и  $x_c = 130$  нм для  $LiNbO_3$ . Это критические глубины, после которых поле зарядки уже не однополярно, а претерпевает смену знака (как и распределение зарядов). При  $E_0 = 10$  кэВ имеем  $x_c(LiTaO_3) = 255$  нм  $> l_D = 100$  нм, а для  $LiNbO_3$   $x_c = 370$  нм  $> l_D = 130$  нм. В этом случае соотношения (1) и (2) для

распределения зарядов и полей несколько трансформируются, приобретая вид:

$$\frac{\rho_{qs}}{\rho_{q0}} = (1 - By^2) \exp \left[ -B \left( y - \frac{1}{B} \right)^2 \right] \quad (3)$$

$$\frac{F_q}{F_{qm}} = \left\{ \frac{(By + 1) \exp[-B^{-1}(yB - 1)^2]}{2B} - \frac{\sqrt{\pi}(B - 2) \operatorname{erf} [B^{-1/2}(1 - By)]}{4B^{3/2}} \right\} \quad (4)$$

Численные оценки для  $LiTaO_3$  при  $E_0 = 10$  кэВ дают следующие результаты:  $\sigma_{qs}$  для  $LiTaO_3$ , определенная из экспериментов при  $V_{s0} = -2$  кэВ, равно  $\sigma_{qs} = 9 \cdot 10^{-7}$  Кл/см<sup>2</sup>;  $F_{qm} = 2 \cdot 10^5$  В/см;  $\sigma_{ps} = 10^{-7}$  Кл/см<sup>2</sup>;  $\pm F_{pm} = 2 \cdot 10^4$  В/см. Расчетные графики при  $B = 4$ ,  $y = x/x_q = x/125$  нм приводятся на рис. 4 (в, г) как для распределений зарядов (рис. 4 (в)) и для полей (рис. 4 (г)), так и при суперпозиции этих характеристик.

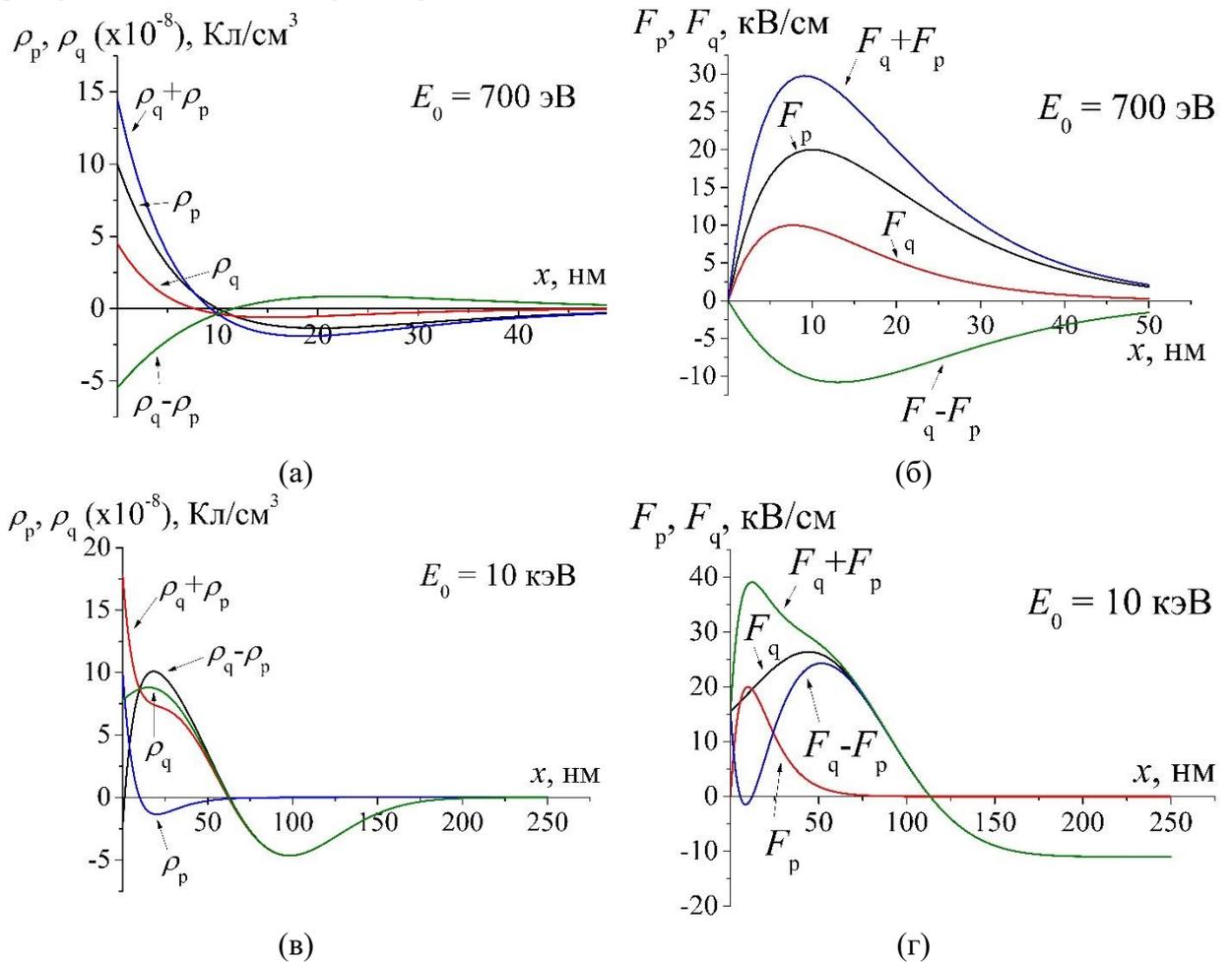


Рис. 4. Рассчитанные распределения плотности зарядов (а) и полей (б) при облучении  $LiTaO_3$   $\pm Z$ -срезов электронами с малой энергией  $E_0 = 700$  эВ и при энергии  $E_0 = 10$  кэВ (в, г).

Из проведенного анализа следует, что при облучении сегнетоэлектриков  $LiTaO_3$  и  $LiNbO_3$  широкими (расфокусированными) электронными пучками с плотностью тока  $j_0 = 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup> и меньше невозможно достичь переполяризации и образования доменов в объеме сегнетоэлектрика. При этом величина тока пучка  $I_0$  не играет роли, она

определяет только время зарядки до состояния квазистатического состояния. Влияние плотности облучающего тока на процессы перезарядки особенно сильно в интервале энергий  $E_0 = 0.2 - 2.0$  кэВ, при котором облучается переходный слой. В области высоких энергий  $E_0 \geq 5$  кэВ исходная поляризация сказывается слабо на процесс зарядки, и здесь всё происходит как при облучении классического диэлектрика.

Основным выводом из приведенных вычислений является то, что в приповерхностной области поляризованных кристаллов при электронном облучении образуются сильные электрические поля, близкие по значению к коэрцитивным. Причем такие поля образуются в равной степени как при больших энергиях  $E_0$ , так и при малых ( $\leq 1$  кэВ). Определяющую роль играет не исходное поле поляризации, которое частично или полностью гасится компенсирующими зарядами, а поле, генерируемое в кристалле за счет имплантированных первичных электронов.

В §2.3 рассмотрено необычное поведение характеристики потенциала зарядки  $V_s(t)$  при низких энергиях  $E_0$  облучения X-срезов и показано на примере результатов, проиллюстрированных графиками рис. 5 (а).

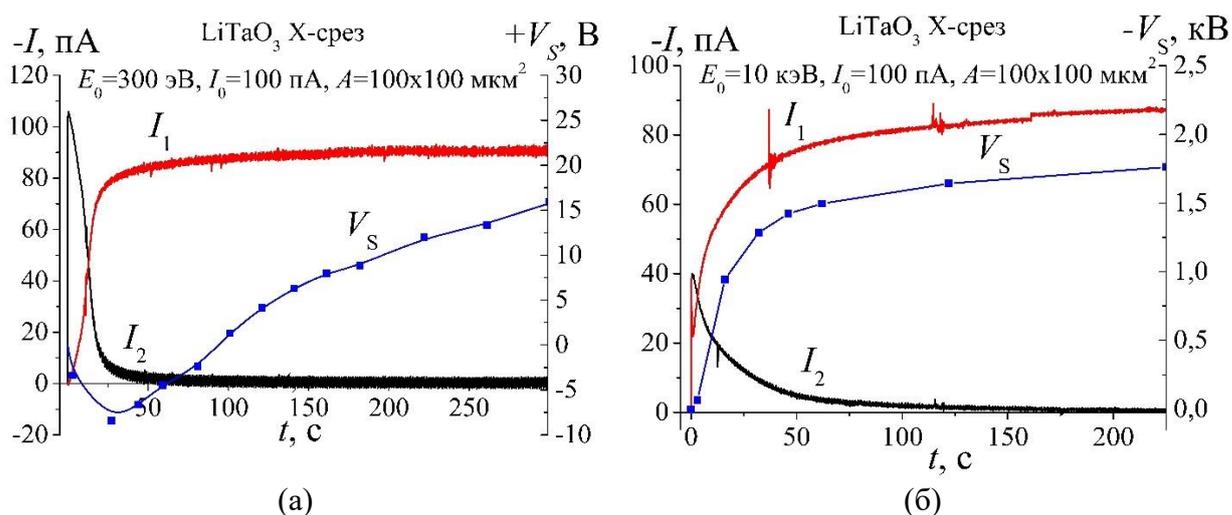


Рис. 5. Кинетические характеристики зарядки при электронном облучении X-среза  $LiTaO_3$  при  $E_0 = 300$  эВ (а) и при облучении с энергией  $E_0 = 10$  кэВ (б).

Для всех диэлектриков в этом интервале энергий наблюдается только положительная зарядка, в то время как в рассматриваемом случае идет вначале отрицательная зарядка, и лишь потом положительная. Вторая аномалия – ток с подложки  $I_2$  больше тока смещения (аккумуляции зарядов)  $I_d$ . При объяснении этих эффектов учтем, что глубина проникновения первичных электронов в указанном диапазоне низких энергий  $R_0$  составляет единицы нм. Таким образом, первичные электроны взаимодействуют в основном с приповерхностной областью, где сильно сказываются проводящие свойства поверхности. Можно предположить, что существует сильная утечка зарядов по поверхности и этим объясняется дефицит измеряемого тока  $I_1 + I_2 \neq I_0$ . Расплывание аккумулируемых зарядов увеличивает эффективную площадь зарядки  $a_{эф}^2$  и емкость ее слоя почти на порядок, что снижает

плотность  $j_0$ , и тем самым как потенциал  $V_s$ , так и поле  $F$ . Этот ток расплывания пятна зарядов как раз и дает дополнительное увеличение тока  $I_2 > I_d$ . Оценка тока смещения по формуле

$$I_d(t) = \frac{dQ_{tr}(t)}{dt} = \frac{d((C(t)V(t))}{dt} = C(t) \frac{dV(t)}{dt} + V(t) \frac{dC(t)}{dt} \quad (5)$$

согласуется с экспериментом, если принять значения  $C_0 = 50 \times 10^{-15}[\Phi]$ ,  $C_{s0} = 50 \times 10^{-13}[\Phi]$ , где  $C_{s0}$  – емкость заряженного участка в состоянии равновесия.

Смена знака потенциала зарядки после 50 – 200 с облучения объясняется следующим обстоятельством. Согласно двухслойной модели зарядов для низких потенциалов поверхности  $V_s$  можно применить известное выражение:

$$\pm V_s = \frac{Q_{tr}^+ \lambda - (1 - \eta_0) Q_{tr}^- R_0}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r A}. \quad (6)$$

Если доминирует первый член в формуле (6), то зарядка положительная, если второй, то отрицательная. Судя по характеристикам  $V_s(t)$  на рис. 5 в нашем случае быстрее заполняются ловушечные уровни для электронов, поэтому в начальный период облучения имеем отрицательный потенциал. На втором этапе зарядки образец начинает заряжаться положительно.

Кинетические характеристики зарядки  $X$ -среза кристалла  $LiTaO_3$  при энергии первичных электронов  $E_0 = 10$  кэВ приводятся на рис. 5 (б). Эксперименты выявили низкое значение равновесного потенциала  $V_{s0} = -1.75$  кВ у  $LiTaO_3$  в отличие от высокого значения  $V_{s0} = -7.2$  кВ для  $LiNbO_3$ , что частично объясняется различием в коэффициенте отражения электронов  $\eta_0$ , значение которого фигурирует в формуле (6). Вторым фактором является снижение потенциала поверхности  $V_{s0}$  за счет различных значений электронно-стимулированного тока  $I_{RIC}$  в этих кристаллах. Это качественное рассмотрение объясняет четырехкратное увеличение зарядовой эффективности  $LiNbO_3$  по сравнению с  $LiTaO_3$ .

Зарядка  $\pm Z$ -срезов существенно отличается от рассмотренного выше случая  $X$ -среза кристалла. Прежде всего тем, что включается фактор приповерхностного двухслойного распределения зарядов и полей со всеми вытекающими последствиями. На рис. 6 приводятся кинетические характеристики зарядки  $LiNbO_3$  обоих  $Z$ -срезов, полученные при  $E_0=5$  кэВ,  $j_0=10^{-6}$  А/см<sup>2</sup> и  $E_0 = 0.2$  кэВ. При таких малых энергиях  $E_0$  глубина пробега  $R_0$  составляет единицы нанометров, поэтому все процессы зарядки происходят в очень тонком приповерхностном слое. Результаты получаются мало предсказуемыми из-за различных поверхностных свойств мишени, зависящих в основном от состава адсорбирующего слоя, отличающегося для случаев + или – срезов кристаллов. Под воздействием электронного облучения происходит не только зарядка-перезарядка этого слоя, но и десорбция летучих компонент вещества контаминационного компенсирующего слоя на поверхности.

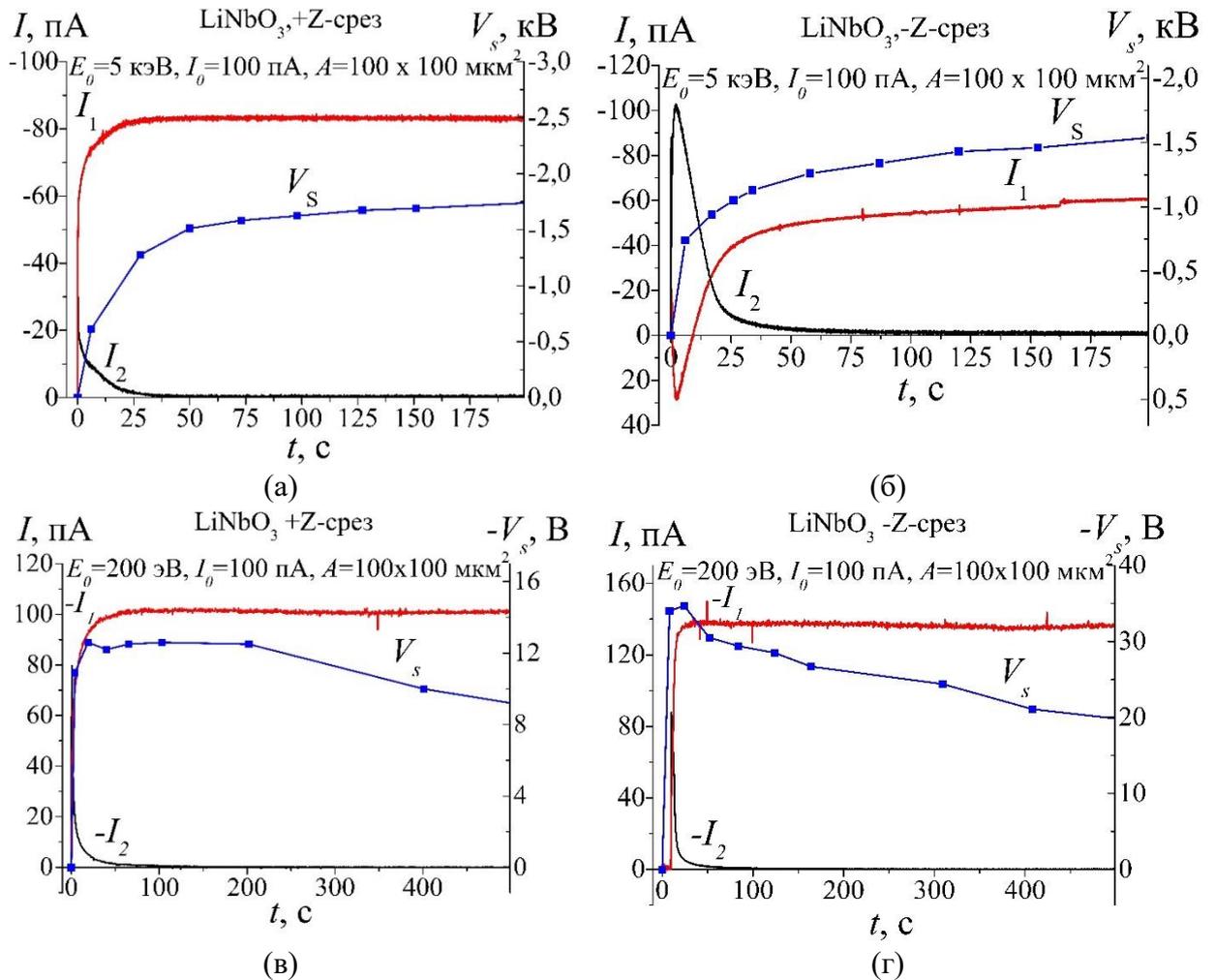


Рис. 6. Кинетические характеристики зарядки  $LiNbO_3$  при электронном облучении с энергией  $E_0 = 5$  кэВ: (а) +Z-среза; (б) -Z-среза; (в) и (г) – при энергии  $E_0 = 200$  эВ.

В отличие от  $LiTaO_3$  на обоих срезах  $LiNbO_3$  при  $E_0 = 0.2$  кэВ с самого начала облучения неожиданно детектируется отрицательный потенциал (рис. 6 (в, г)). Для +Z-среза причиной тому является то, что перед облучением на его поверхности существовал слой отрицательных компенсирующих зарядов, но исходный отрицательный потенциал на -Z-срезе нуждается в комментарии. Можно предположить, что в данном случае компенсация отрицательного заряда на поверхности была не полной. Постепенно при облучении происходила докомпенсация за счет положительной зарядки облучающими электронами и поэтому  $V_s(t)$  медленно спадает.

Теперь рассмотрим еще одну аномалию в зарядовых характеристиках сегнетоэлектриков: инверсию тока  $I_1$ , представленную, например, на рис. 6 (б). Выдвинуто предположение, что возникновение положительного тока  $I_1$  связано с передачей через емкостную связь электростатического смещения вследствие возникновения на образце положительного потенциала. Поэтому, если этот ток смещения по модулю больше, чем ток электронной эмиссии, то результирующий сигнал будет положительным, и поэтому регистрируется смена знака сигнала с коллектора.

На основе анализа данных, приведенных на рис. 5 и рис. 6, был рассмотрен вопрос о достижении критических значений плотности зарядов  $\sigma_q$  и полей  $F_q$ , необходимых для наступления начала переполяризации, в зависимости от размера « $a$ » стороны облучаемой области. Оценки дают следующие значения: для  $\pm Z$ -срезов  $LiNbO_3$  при  $E_0 = 10$  кэВ  $a_{cr} = 4$  мкм, при  $E_0 = 5$  кэВ  $a_{cr} = 1$  мкм. Для  $LiTaO_3$  критическими параметрами являются  $\sigma_{cr} = 5 \cdot 10^{-6}$  Кл/см<sup>2</sup>;  $F_{cr} = 4 \cdot 10^4$  В/см. Необходимые размеры площади облучения равны  $a_{cr} = 2.7$  мкм при  $E_0 = 5$  кэВ, а при  $E_0 = 10$  кэВ  $a_{cr} = 18$  мкм. Проведенные оценки носят предварительный характер и требуют дальнейшей экспериментальной проверки.

В третьей главе [A2, A3, A5] описана методика проведения экспериментов по облучению сегнетоэлектриков  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  пучками ионов  $Ar^+$  с энергией  $E_0 = 6$  кэВ. Предложены новая трёхслойная модель зарядов при облучении сегнетоэлектриков положительными ионами и формулы для расчета распределений зарядов и электрических полей в приповерхностной области сегнетоэлектриков.

Эксперименты по облучению сегнетоэлектриков  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  проводились в вакуумной установке с давлением  $10^{-6}$  мбар, показанной на рис. 7. Пучок ионов  $Ar^+$  с энергией 1-10 кэВ из дуоплазматрона Арденне 1 облучает объемный сегнетоэлектрик 2, помещенный на металлическую подложку 3 и изолятор 4 внутри заземленного экрана 5. Распыленные и отраженные ионы фильтровались по энергии с помощью тороидального электростатического ионного спектрометра 6. Ток отфильтрованных по энергии ионов  $I_3$  измеряли с помощью детектора (микроканальной пластины) МКП 9. Ток с металлической подложки  $I_2$  представлял собой сумму тока смещения  $I_d$  и тока утечки  $I_L$ . Сигналы  $I_2$  и  $I_3$  подавались на компьютер одновременно. Заряд  $Q_t$ , накопленный во время ионной бомбардировки, определялся путем интегрирования тока смещения по времени облучения. Внутри вакуумной камеры спектрометр может быть заменен на

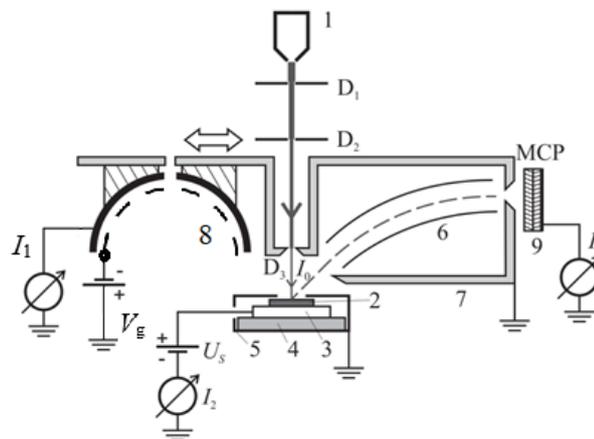


Рис. 7. Схема экспериментальной установки по облучению сегнетоэлектриков ионами.

полусферический коллектор 8 для измерения тока эмиссии  $I_l$ . После коллимации ионного пучка системой диафрагм  $D_1, D_2, D_3$  диаметр облучаемого пятна на образце составлял около 0,8 мм.

В §3.2 описана предложенная впервые трёхслойная модель зарядки при облучении сегнетоэлектриков положительными ионами. При ионном облучении полярных сегнетоэлектриков следует учитывать принципиальную разницу модели зарядки по сравнению с электронным облучением. Это вызвано тем обстоятельством, что при относительно низкоэнергетическом ( $E_0 \leq 10$  кэВ) ионном облучении образуется только один слой положительных зарядов в очень тонкой приповерхностной области, толщиной в единицы нм, равной глубине пробега ионов. В итоге происходит аккумуляция положительных зарядов в этом слое и их суперпозиция с компенсирующими исходными зарядами соответствующей полярности на поверхности. Условная картина распределения этих зарядов и соответствующих электрических полей, а также относительные размеры области взаимодействия положительных ионов с кристаллом приводится на рис. 8.

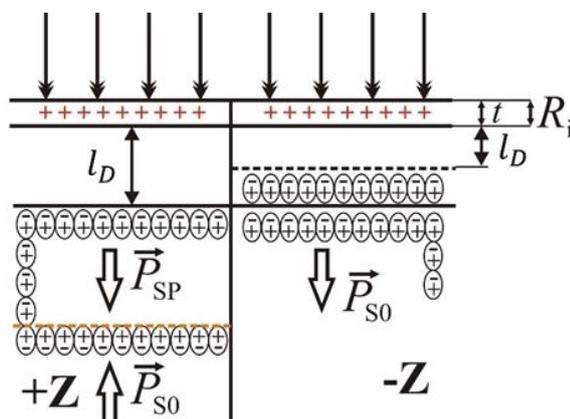


Рис. 8. Представление взаимодействия положительных ионов с поверхностью сегнетоэлектрика для +Z- и -Z-срезов.

Из схематического представления зарядки сегнетоэлектрика при облучении положительными ионами следует, во-первых, что для -Z-срезов переполяризации в объеме сегнетоэлектрика не происходит (возможна частичная поляризация в переходном слое, при этом длина  $l_D$  уменьшается), в то время как на +Z-срезе она наступает, если внесенная ионным облучением плотность поверхностного заряда  $\sigma_q \geq P_s$ . Это равнозначно условию переполяризации:  $F_q \geq E_c$ , где  $E_c$  – значение коэрцитивного поля. Во-вторых, полярность среза не сильно влияет на результирующий поверхностный потенциал зарядки, так как она происходит в изначально нейтральной области (в экранирующем слое), где отсутствует спонтанная поляризация.

На основе работы [А3] была получена следующая формула для расчета распределения исходного электрического поля по глубине образца:

$$\frac{F_p(y)}{F_{p0}} = \frac{1}{2} \left\{ \exp \left[ -\frac{(By - 1)^2}{B} \right] - \frac{\sqrt{\pi} \cdot (A - 1) \cdot \operatorname{erf} \left( \frac{1 - By}{\sqrt{B}} \right)}{\sqrt{B}} \right\}. \quad (7)$$

На поля  $F_p(x)$  в процессе облучения ионами накладывается поле  $F_q$ , создаваемое аккумуляруемыми положительными зарядками. Эти поля рассчитываются по следующей формуле:

$$\frac{F_q^+(x)}{F_q(0)} = \left[ \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}} - 1 \right], \quad (8)$$

где поле на поверхности  $F_q(0) = \frac{Q_{tr}}{\pi a^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r}$ . На рис. 9 приводятся результаты расчетов полей для двух значений  $a$ :  $a_1 = l_D = 50$  нм =  $5 \cdot 10^{-6}$  см и  $a_2 = 35 \cdot 10^{-3}$  см. Первый параметр близок к случаю записи микродоменов сфокусированным ионным пучком, а второй соответствует условиям наших экспериментов. Так, для  $E_0 = 6$  кэВ имеем измеренное значение потенциала на  $LiNbO_3$   $V_{s0} = 4.25$  кВ при радиусе пятна облучения  $a_2 = 35 \cdot 10^{-3}$  см. Отсюда находим значение имплантированных зарядов  $Q_{tr} = 6.7 \times 10^{-10}$  [Кл] и поля  $F_q$  на поверхности:  $F_q(0) = 1.24 \times 10^5$  [В·см<sup>-1</sup>]. Если принять, что исходный заряд сегнетоэлектрика скомпенсирован только наполовину, то  $E_p(0) = 0.5 \times 10^5$  [В·см<sup>-1</sup>]. Пользуясь этими допущениями, были рассчитаны распределения полей, приведенных на рис. 9, для сфокусированного (а) и расфокусированного пучка ионов (б), а также суперпозиция этих полей.

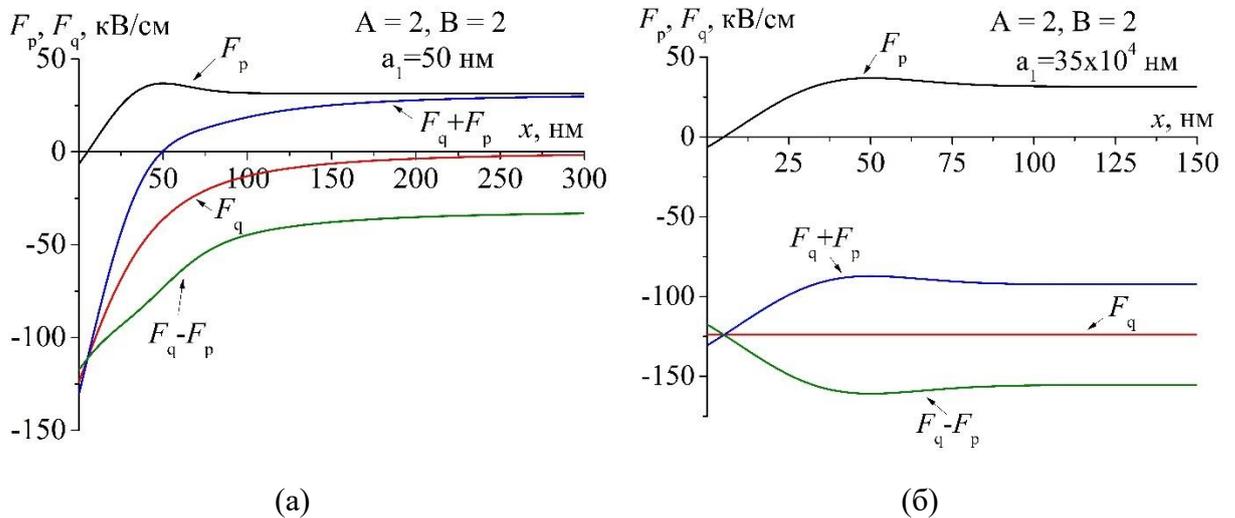


Рис. 9. Распределение электрических полей в сегнетоэлектрике при облучении ионами сфокусированным пучком (а) и в режиме расфокусировки (б).

Далее приводятся экспериментальные результаты по ионному облучению X-среза, +Z- и -Z-срезов  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  с чистой поверхностью и X-среза с поверхностью, покрытой пленкой полиметилметакрилата (ПММА). Например, на рис. 10 представлены экспериментальные результаты, полученные при облучении ионами X-срезов  $LiNbO_3$  с чистой поверхностью и покрытой пленкой ПММА. Поведение основных характеристик зарядки

$LiNbO_3$  в обоих случаях остается схожим. При наличии ПММА равновесная зарядка устанавливается быстрее, причем равновесное значение эмиссионного тока больше в случае покрытого пленкой кристалла ниобата лития.

Далее рассмотрены кинетические характеристики ионной зарядки полярных срезов сегнетоэлектрика  $LiTaO_3$ . (рис. 11). Все эксперименты проведены при облучении ионами  $Ar^+$  с энергией  $E_0 = 6$  кэВ и плотностью тока  $j_0 = 2.6 \times 10^{-8}$  А·см<sup>-2</sup>. Характеристики для обоих кристаллов почти идентичны (в отличие от ситуации с электронным облучением – см. гл. 2), с несколько более высокими значениями потенциалов и их более быстрым ростом на +Z-срезах. После начального этапа облучения, когда на характеристике  $I_2(t)$  появляется своеобразное плато, ток  $I_1(t)$  коллектора начинает возрастать, а  $I_2(t)$  спадать до наступления их равновесного значения.

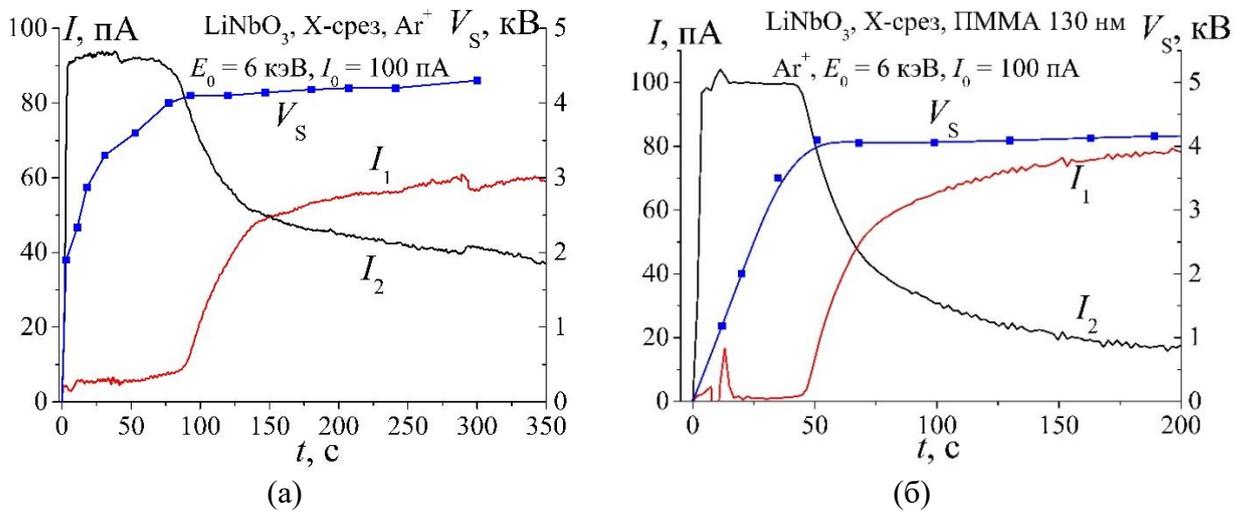


Рис. 10. Зарядовые характеристики X-срезов при ионном облучении для: (а)  $LiNbO_3$  без пленки ПММА, (б)  $LiNbO_3$  с пленкой ПММА.

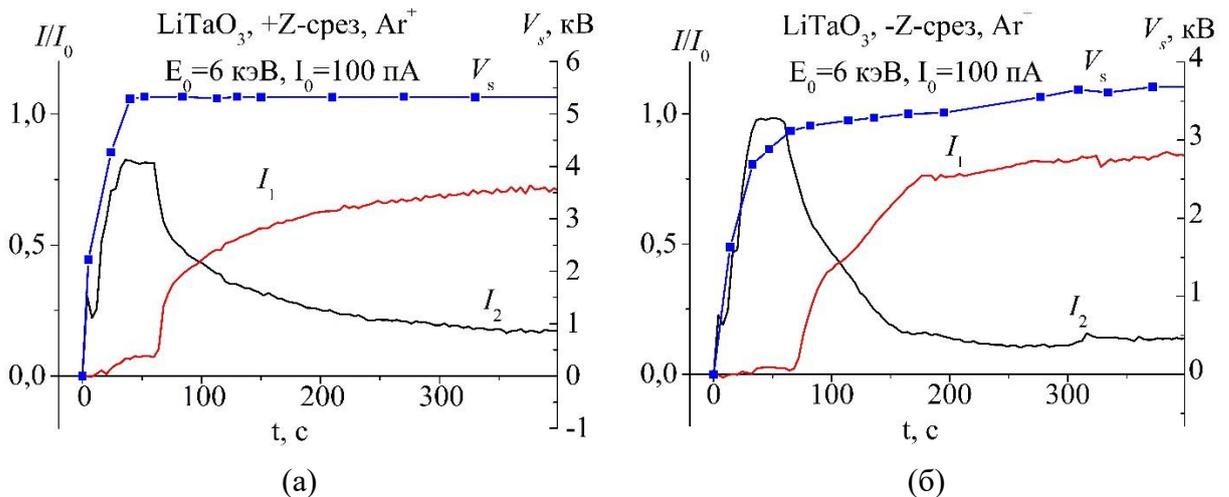


Рис. 11. Зарядовые характеристики для: (а) +Z-среза  $LiTaO_3$ , (б) -Z-среза  $LiTaO_3$ .

Для пояснения всех чрезвычайно сложных процессов, происходящих при облучении, вернемся к иллюстративному рис. 8. Так как глубина проникновения ионов  $Ar^+$  с энергией  $E_0 = 6$  кэВ равна единицам нм, то зарядка-

перезарядка кристалла осуществляется только в этом тонком приповерхностном слое толщиной  $t$ . Остается открытым вопрос, возможна ли поляризация при ионном облучении в слое толщиной  $l_D$  на  $-Z$ -срезах  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$ . Гипотетически вероятность поляризации материала только до глубины, сравнимой с толщиной  $l_D$ , существует. На  $+Z$ -срезах кристаллов в начальный момент времени облучения при увеличении потенциала зарядки значительного ухода внешних экранирующих зарядов не происходит.

Указанные процессы возможны при вполне определенной дозе ионного облучения. Но достигаются ли эти дозы в условиях наших экспериментов? Для прояснения ситуации проведем анализ экспериментальных характеристик, представленных в этом параграфе, и их численные оценки. Первая особенность, бросающаяся в глаза на рис 10 и рис. 11, это значения тока  $I_2$  в первые секунды облучения, которые иногда больше тока входящих ионов  $I_0$ . Такой эффект возможен только в том случае, если с облучаемого участка уходят вторичные электроны. Эмитированные электроны дают свой вклад в положительную зарядку, суммируясь с положительным ионным током мишени. В это же время облучения ток  $I_1(t)$  имеет значения, близкие к нулю, а ток  $I_2(t)$  имеет постоянное значение, образуя плато. Нельзя исключить, что эмиссия положительных ионов вначале действительно мала, но определяющим фактором низких значений  $I_1(t)$  в это время является ионно-электронная эмиссия со стенок полусферического коллектора.

Учитывая приведенные замечания, сделаем оценки полей зарядов, достигаемых в экспериментах. Усредненные значения поверхностного потенциала  $V_s(t)$  через 50 секунд облучения равны 5 кВ. Примем размер облучаемой области кристалла  $a = 0.1$  см. Тогда величина аккумулированных зарядов  $Q_{tr} = V_s \times \epsilon_0 \epsilon_r a = 1.25 \times 10^{-9}$  [Кл], их плотность  $\sigma_{tr} = 1.25 \times 10^{-7}$  [Кл/см<sup>2</sup>], а поле  $F_{in} = 2.5 \times 10^4$  [В/см]. Это поле близко к коэрцитивному значению для  $LiTaO_3$ , но только к его нижней границе, но меньше значения  $E_{cr}$  для  $LiNbO_3$ . Значит, в принципе, в условиях наших экспериментов реполяризация  $LiNbO_3$  невозможна, а у  $LiTaO_3$  возможна только первая стадия (начало) реполяризации у поверхности кристаллов, которая заключается в образовании зародышей доменов.

В заключении 3 главы проведены сравнительные оценки фактора эффективности зарядки диэлектриков и сегнетоэлектриков, имеющего важное практическое значение. За значение фактора эффективности  $\Omega$  примем отношение величины аккумулируемого заряда  $Q_{tr}$  в состоянии равновесия к величине всего входящего за время облучения заряда  $Q_0 = I_0(1 - \eta_0)t_0$ , т.е.  $\Omega = Q_{tr}/Q_0$ . В определенном смысле  $\Omega$  характеризует энергозатраты и эффективность процесса зарядки при электронном или ионном облучении, как для сегнетоэлектрика, так и для диэлектриков в целом. Так, например, для классического диэлектрика  $SiO_2$  при облучении ионами  $Ar^+$  с энергией  $E_0=6$  кэВ и током  $I_0=100$  пА равновесие наступает приблизительно за  $t_0=20$  с, т.е.  $Q_0=2 \times 10^{-9}$  Кл. При этом измеренный поверхностный потенциал достигает значения насыщения  $V_{S0}=4.5$  кВ при  $j_0=25 \times 10^{-9}$  А·см<sup>-2</sup>,  $a=7 \times 10^{-2}$  см, поэтому

$Q_{tr} = V_{s0} \times \varepsilon_0 \varepsilon_r a = 0.14 \times 10^{-9}$  Кл. Отсюда находим, что  $\Omega_i(SiO_2) = \frac{Q_{tr}}{Q_0} = 7 \times 10^{-2}$ . В то же время при электронном облучении этого образца с близкой энергией  $E_0=5$  кэВ в экспериментах получено значение  $V_{s0}=3$  кВ за 50 с облучения током  $I_0=100$  пА,  $j_0=10^{-6}$  А·см<sup>-2</sup>, то есть  $Q_0=5 \times 10^{-9}$  Кл,  $Q_{tr}=13.5 \times 10^{-12}$  Кл. Поэтому  $\Omega_e(SiO_2) = 3 \times 10^{-3}$ , а отношение  $\Omega_i/\Omega_e(SiO_2) \approx 23$ . Для ПММА аналогичная оценка даёт значение  $\Omega_i/\Omega_e(ПММА)=3 \times 10^{-2}/10^{-3}=30$ . Таким образом, приходим к важному и интересному выводу, что для электрической зарядки диэлектрических мишеней эффективность ионного облучения приблизительно в 20-30 раз выше, чем электронного.

Проведем аналогичное рассмотрение для сегнетоэлектриков на примере X-среза  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$ . При облучении ионами  $Ar^+$  с энергией  $E_0=6$  кэВ имеем  $\Omega_i=9.3 \times 10^{-2}$ ,  $\Omega_e=1.1 \times 10^{-2}$ , а значит  $\Omega_i/\Omega_e \approx 8.5$ . Приблизительно такие же значения получаются для  $\pm Z$ -срезов. Видно, что для сегнетоэлектриков фактор эффективности при ионном облучении также на порядок величины выше, чем при электронном, хотя в целом  $\Omega_i/\Omega_e$  в 3-4 раза ниже, чем у классических диэлектриков ( $SiO_2$  и ПММА).

### **Основные результаты и выводы:**

1. Впервые определены комплексные кинетические характеристики зарядки сегнетоэлектриков под воздействием электронного и ионного облучений. Результаты исследований показали, что при средних и высоких энергиях  $E_0$  облучающих частиц ( $\geq 5$  кэВ) эти характеристики в своей основе подобны аналогичным для классических диэлектриков. Но при малых энергиях облучения ( $E_0 = 0.2 - 2.0$  кэВ) проявляется большое различие, обусловленное тем, что глубина взаимодействия бомбардирующих частиц сравнима с толщиной приповерхностного двухслойного распределения зарядов в сегнетоэлектриках.
2. Для объяснения основных закономерностей механизма зарядки сегнетоэлектриков (на примере кристаллов  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$ ) была разработана оригинальная модель четырехслойного распределения зарядов и соответствующих электрических полей для случая электронного облучения и трехслойная модель для ионного облучения. Результаты теоретических расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.
3. При отрицательной зарядке сегнетоэлектрических кристаллов под воздействием электронного облучения на всех срезах наблюдается опережающий рост эмиссионной характеристики до наступления квазиравновесного состояния по сравнению с более медленным темпом роста поверхностного потенциала. Такая закономерность, характерная для всех диэлектриков, объясняется возникновением сильного внутреннего поля уже в начальные моменты облучения. Под действием этого поля происходит усиление эмиссии вторичных электронов и термализованных первичных электронов.

4. При облучении электронами средних и высоких энергий  $X$ -срезов  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  происходит предсказуемая отрицательная зарядка кристаллов, но при их облучении электронами низких энергий наблюдаются аномальные кинетические характеристики: вначале происходит отрицательная, а затем положительная зарядка поверхности. Отрицательная зарядка возникает вследствие того, что в этом диапазоне первоначально коэффициент полной эмиссии  $\sigma < 1$ , но по мере увеличения дозы облучения происходит перезарядка поверхностных состояний, в результате чего поверхность приобретает ожидаемый положительный потенциал.
5. При облучении  $\pm Z$ -срезов кристаллов электронами низких энергий ( $E_0 \leq 1$  кэВ) наблюдается сравнительно высокий отрицательный потенциал поверхности, объясняемый частичной рекомбинацией экранирующих зарядов в приповерхностном слое с входящими первичными электронами, в результате чего «вскрываются» области с нескомпенсированными зарядами от исходной поляризации. Возникающее сильное поле в области переходного слоя может вызвать начальный этап поляризации внутри этого слоя у  $LiTaO_3$ , но не у  $LiNbO_3$ .
6. Равновесные потенциалы поверхности  $V_{s0}$  у  $LiNbO_3$  почти в два раза больше, чем у  $LiTaO_3$ . Различие вызвано не только тем, что у кристалла  $LiTaO_3$  выше коэффициент отражения электронов, но в нем выше и радиационно-индуцированная проводимость, регулирующая процесс установления равновесного состояния зарядки.
7. При положительной зарядке  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  под воздействием ионного облучения  $Ar^+$  наблюдается возрастание числа эмитированных ионов вопреки ожидаемому снижению. Этот феномен, как установлено в сравнительных экспериментах, присущ всем диэлектрикам. Он объясняется возрастанием выхода вторичных и отраженных положительных ионов при рассеянии первичных ионов на положительных зарядах, аккумулируемых мишенью при облучении.
8. Фактор эффективности процесса зарядки сегнетоэлектриков, характеризуемый отношением аккумулированных зарядов к общему заряду облучающего потока частиц при ионном облучении в разы выше, чем при электронном облучении. В свою очередь, этот коэффициент выше у диэлектриков, чем у сегнетоэлектриков.

**Список публикаций по теме диссертации, индексируемых в базах данных WoS, Scopus или RSCI:**

- A1. Tatarintsev A.A., Markovets (Ozerova) K.E., Rau E.I. Charging and domain switching in ferroelectrics  $LiNbO_3$  by electron beam // Journal of Physics D - Applied Physics. – 2019. – V. 52. – P. 115104 (SJR Scopus: 0.717).
- A2. Rau E.I., Tatarintsev A.A., Zykova E.Yu., Markovets (Ozerova) K.E., Minnebaev K.F. Charging of dielectrics under ion irradiation» // Vacuum. – 2020. – V. 177. – P. 109373 (SJR Scopus: 0.738).

- A3. Озерова К.Е., Татаринцев А.А., Рау Э.И., Миннебаев К.Ф., Зайцев С.В. Различия в кинетических характеристиках зарядки сегнетоэлектриков и диэлектриков при ионном облучении // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 8. – С. 1074-1081 (Импакт-фактор РИНЦ: 0.583). [Ozerova K.E., Tatarintsev A.A., Rau E.I., Minnebaev K.F., Zaitsev S.V. Differences in the Kinetic Characteristics of Charging Ferroelectrics and Dielectrics upon Ion Irradiation // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2021. – V. 85 – P. 835 – 840] (SJR Scopus: 0.238).
- A4. Ozerova K.E., Rau E.I., Tatarintsev A.A. Charging characteristics of LiTaO<sub>3</sub> crystals under irradiation with defocused electron beams of various energies // Ferroelectrics. – 2021. – V. 585. – P. 25 – 39 (SJR Scopus: 0.209).
- A5. Rau E.I., Tatarintsev A.A., Ozerova K.E. Characterization of Charging Lithium Niobate and Lithium Tantalate Ferroelectrics under Irradiation with Defocused Electron and Ion Beams // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. – 2022. – V. 29, №3. – P. 815-822. (SJR Scopus: 0.887).

**Другие опубликованные работы по теме диссертации:**

- A6. Зотин К.В., Марковец (Озерова) К.Е., Рау Э.И., Татаринцев А.А. Зарядка и переключение вектора спонтанной поляризации сегнетоэлектриков при электронном облучении // в сборнике Тезисы докладов XLVIII Международной Тулиновской Конференции по Физике Взаимодействия Заряженных Частиц с Кристаллами. – Москва, МГУ, 2018. – С. 77.
- A7. Rau E., Tatarintsev A., Markovets (Ozerova) K. The features of polar dielectrics charging under electron beam irradiation // в сборнике Book of abstracts European Conference on Applications of Polar Dielectrics. – Moscow, 2018. – P. 77.
- A8. Tatarintsev A.A., Rau E.I., Markovets (Ozerova) K.E. Features of ferroelectric charging process and switching of the domains under electron beam irradiation // в сборнике Proceedings of the International Conference "Micro- and Nanoelectronics - 2018". – Moscow, 2018. – P. 166.
- A9. Zyкова E., Ivanenko I., Markovets (Ozerova) K., Minnebaev K., Rau E., Tatarintsev A., Khvostov V. Charging of dielectrics under ion irradiation // в сборнике Труды XXIV международной конференции "Взаимодействие ионов с поверхностью" (ВИП-2019). – Москва, 2019. – Т. 2. – С. 24-27.
- A10. Zyкова E.Yu, Rau E.I., Tatarintsev A.A., Gainullin I.K., Ozerova K.E., Khvostov V.V., Minnebaev K.F. Change in charging state of insulators irradiated by charged particles of low and medium energy // в сборнике Взаимодействие

ионов с поверхностью ВИП-2021 (ISI-2021), Труды XXV Международной конференции. – Москва, 2021. – Т. 1. – С. 183-186.

A11. Зыкова Е.Ю., Миннебаев К.Ф., Озерова К.Е., Орликовская Н.Г., Рау Э.И., Татаринцев А.А. Влияние поверхностного потенциала диэлектрика на рост эмиссии положительных частиц при ионном облучении // в сборнике 51-й международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, тезисы. – 2022. – С. 57.