

УДК 538.971; 537.9

ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК

Давыдов В.А., профессор, МГТУ МИРЕА, E-mail: davydov@mirea.ru

Коробкин Ю.В., доцент, МГТУ МИРЕА, E-mail: korobkin@mirea.ru

Романов И.В., снс, Физический институт РАН, E-mail: laser.plasma@gmail.com, Москва, Россия

Аннотация. В данной работе рассмотрены эффекты возникновения мощных токовых импульсов при быстром изменении спонтанной поляризации, благодаря лазерному нагреву.

Ключевые слова: сегнетоэлектрик, поляризация; токовый импульс; лазерное излучение; электрон.

EMISSION OF ELECTRON BEAMS AT EXPOSURE OF LASER RADIATION ON A FERROELECTRIC MATERIAL

Davydov V. A., prof., MSTU MIREA, E-mail: davydov@mirea.ru

Korobkin Yu.V., assoc. prof., MSTU MIREA, E-mail: korobkin@mirea.ru

Romanov I.V., senior staff scientist, LPI RAS, E-mail: laser.plasma@gmail.com
Moscow, Russia

Abstract. In this work are considered effects of powerful current impulses initiation at fast change of spontaneous polarization, thanks to laser heating.

Keywords: ferroelectric; polarization; current pulse; laser radiation; electron.

Введение

Наличие спонтанной поляризации, возможность эффективного управления ею и другими электродинамическими параметрами сегнетоэлектриков являются причиной их широкого использования в научных исследованиях и в ряде технических устройств.

Так, спонтанной поляризацией можно управлять при помощи изменения температуры [1], приложения внешних электрических полей [2], а также воздействия лазерного излучения [3].

В данной работе рассмотрены эффекты возникновения мощных токовых импульсов при быстром изменении спонтанной поляризации благодаря лазерному нагреву. Хотя основной целью данных экспериментов является разработка эмиттеров мощных электронных пучков, необходимых в ускорительной или рентгеновской технике, определение зависимости тока от времени (и даже его интегральных характеристик – протекших зарядов) может дать важную информацию о нестационарной динамике спонтанной поляризации, возникающей под влиянием внешних воздействий.

1. Сегнетоэлектрик как источник электронных пучков.

1.1. Механизмы, приводящие к эмиссии электронных потоков при воздействии лазерного излучения

Сегнетоэлектрические материалы представляют большой интерес с точки зрения потенциальных эмиттеров мощных электронных пучков, возникающих при реверсировании наведенной спонтанной поляризации под действием внешних воздействий [4-11]. Качественное объяснение механизма эмиссии заключается в том, что на поверхности поляризованной пластины сегнетоэлектрического образца появляются свободные заряды, компенсирующие электрическое поле связанных поверхностных зарядов (эффект экранирования), которые не удерживаются более полем сегнетоэлектрика и могут быть сняты [12]. Наиболее перспективными являются материалы с наибольшей спонтанной поляризацией и наименьшей температурой Кюри.

Классическим механизмом возникновения эмиссии электронов с поверхности поляризованных сегнетоэлектриков является изменение спонтанной поляризации и высвобождение пространственных зарядов. При условии переключения спонтанной поляризации вблизи поверхности сегнетоэлектрика может возникнуть достаточно сильное электрическое поле, приводящее к ускорению электронов, а также к возникновению плазмы на поверхности сегнетоэлектрика за счет электрических пробоев.

В работе [13], в рамках модели Девошира, была рассчитана удельная энергия, необходимая для переключения поляризации в керамике TsTSL $-(\text{Pb}, \text{La})(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$, спонтанная поляризация которой достигает величины 45 мкКл/см^2 . Для сегнетокерамического образца, находящегося при комнатной температуре, удельная работа переключения поляризации составляет 30 Дж/см^3 . При этом для TsTSL керамики с $T_s = 45 \text{ мкКл/см}^2$ и $\varepsilon(0)=25$ вблизи поверхности могут возникать электрические поля, достигающие величины 10^7 В/м .

Необходимо отметить, что эмиссия электронов возможна также за счет высвобождения внутренних электронов вследствие фотоэффекта под действием излучения с длиной волны менее одного микрона.

В настоящее время имеется большое разнообразие сегнетокерамических материалов с широким спектром таких важных параметров, как спонтанная поляризация P_s , коэрцитивное поле E_c и температура Кюри T_c .

Рассмотрим принцип действия сегнетоэлектрического катода. При реверсировании спонтанной поляризации компенсирующий электронный заряд не удерживается полем на поверхности сегнетоэлектрика и движется по направлению к аноду. Для реверсирования поляризации могут применяться как высоковольтные

импульсы, так и лазерное излучение. Большая величина поверхностного заряда может быть снята при реверсировании вектора P_s и высвобождении пространственного заряда под действием лазерного излучения при фотоэффекте. Наиболее высокие плотности эмиссионных токов при лазерном воздействии должны возникать при длине волны излучения $\lambda < 1$ мкм за счет изменения спонтанной поляризации при пироэффекте и высвобождении пространственного заряда. В частности, эксперименты [4,7,11] показали, что при использовании керамик типа ЦТС -19 и монокристаллов ниобата лития возможно получение токов с плотностью до 400 А/см^2 .

1.2. Описание и результаты эксперимента.

Рассмотрим две серии экспериментов: 1) исследование электронной эмиссии поляризованных керамик под действием лазерного излучения в режиме диода; 2) исследование механизмов возникновения и ускорения пучков заряженных частиц, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с монокристаллами ниобата лития в режиме диода. В первой серии использовались предварительно поляризованные таблетки керамики ЦТС-23 (ЦТС-19) толщиной 2мм и диаметром 40мм, во второй – примесный монокристалл $LiNbO_3$ с примесью Fe_2O_3 и Mg толщиной 6мм и диаметром 10мм.

Измерения проводились в вакууме $2 \cdot 10^{-5}$ Торр. Для управления сегнетоэлектрическим катодом использовалось излучение второй гармоники неодимового лазера на фосфатном стекле с длиной волны $\lambda = 0,527$ мкм, длительностью импульса 3нс и энергией до одного 1Дж. Угол падения светового пучка на образец соответствовал 45° . Во избежание плазмообразования (в результате лазерного воздействия) плотность мощности излучения второй гармоники I на поверхности керамики не превышала величину $2 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$.

В первой серии сбор электронов в режиме диода производился с помощью коллектора-анода (медной пластины с площадью 3 см^2), находящегося под положительным потенциалом 17кВ и заземленного через разделительную емкость 5нФ. Ток диода регистрировался низкоиндуктивным частотно-независимым шунтом с сопротивлением 1,7Ом, установленном в коллекторной цепи, с помощью осциллографа с полосой пропускания 500МГц. Расстояние коллектор-керамика равнялось 4см. Измерения тока диода проводилось в двух положениях керамической таблетки: с вектором спонтанной поляризации, направленном к коллектору навстречу лазерному излучению, и в противоположном направлении, при этом электрод на поверхности керамики, обращенной к коллектору был заземлен. В обоих случаях задержки между началом лазерного импульса и импульсом тока не наблюдалось, однако амплитуда тока

в первом случае была больше более чем в три раза, а длительность импульса меньше в 2.5 раза (рис. 1а, б).

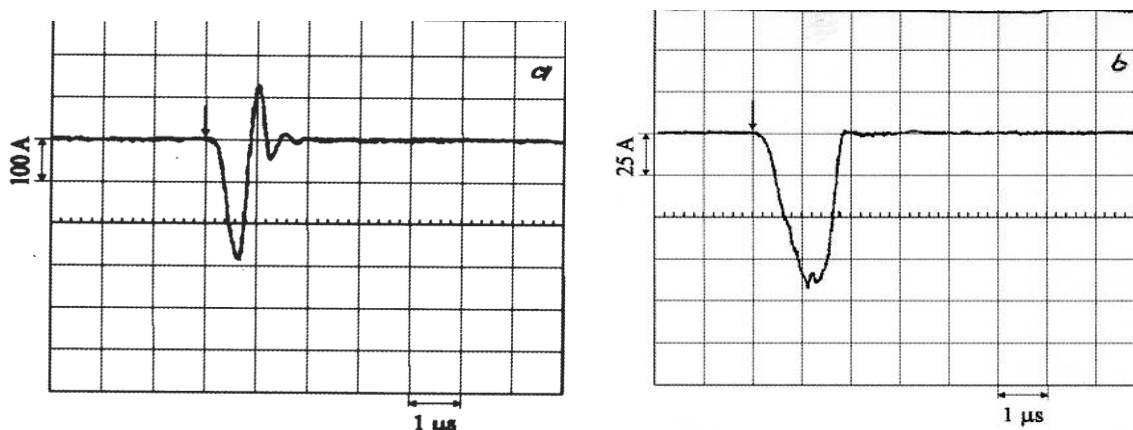


Рис.1. Осциллограммы импульса тока диода при лазерном воздействии на керамику (стрелками показаны моменты воздействия на керамику лазерного излучения): а – вектор спонтанной поляризации \vec{P}_s направлен к коллектору; б – вектор спонтанной поляризации \vec{P}_s направлен от коллектора.

Максимальный ток в этой серии экспериментов составил 300А, при плотности мощности лазерного излучения на керамике 10^7 Вт/см². Измерения длительности импульса тока диода показали ее уменьшение с возрастанием плотности мощности лазерного излучения. При увеличении интенсивности I_c $3 \cdot 10^6$ Вт/см² до 10^7 Вт/см² длительность токового импульса сокращалась с 700нс до 400нс в первом случае и с 1,8мкс до 1,1мкс во втором. При этом амплитуда тока диода с возрастанием практически не менялась. Столь большие значения тока и длительности импульса показывают, что фотоэмиссия не вносит определяющего вклада в процесс токопереноса в диоде и доминирующими механизмами в нашем случае, могут являться дополнительные ускорительные механизмы. К ним можно отнести усиление нормальной составляющей электрического поля (до 10^9 В/см) в процессе его переполаризации [14]; плазмообразование в результате поверхностных разрядов [15].

Причинами появления которых могут являться: локальная переполаризация, пробой в тройных точках (металл-диэлектрик-вакуум по модели С.П.Бугаева, Г.А.Месяца [16]) за счет усиления тангенциальной компоненты поля (до 10^5 В/см). В то же время однозначно утверждать о плазмообразовании на поверхности сегнетоэлектрической керамики при воздействии на нее лазерным излучением, без визуализации поверхности в мягком рентгеновском диапазоне, не совсем корректно.

Во второй серии экспериментов исследовалась электронная эмиссия из монокристалла ниобата лития $LiNbO_3$ с добавками Fe_2O_3 и Mg (в объеме

образца поглощалось 40% падающего излучения). Интенсивность излучения второй гармоники на поверхности кристалла составляла величину $2 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$. Большинство измерений проводилось при потенциале коллектора 20кВ и расстоянии коллектор-эмиттер $\approx 1 \text{ см}$, так что вытягивающее поле было порядка 20 кВ/см. Измерения электронной эмиссии проводились при двух положениях кристалла: с вектором спонтанной поляризации \vec{P}_s , направленном по направлению падающего лазерного излучения, и в противоположном направлении. В обоих случаях задержки между началом лазерного импульса не было, однако амплитуда тока во втором случае была более чем в два раза больше (Рис.2а, б). Длительность импульсов тока по полувысоте составляла 400нс и максимальная плотность тока достигала 150 А/см^2 .

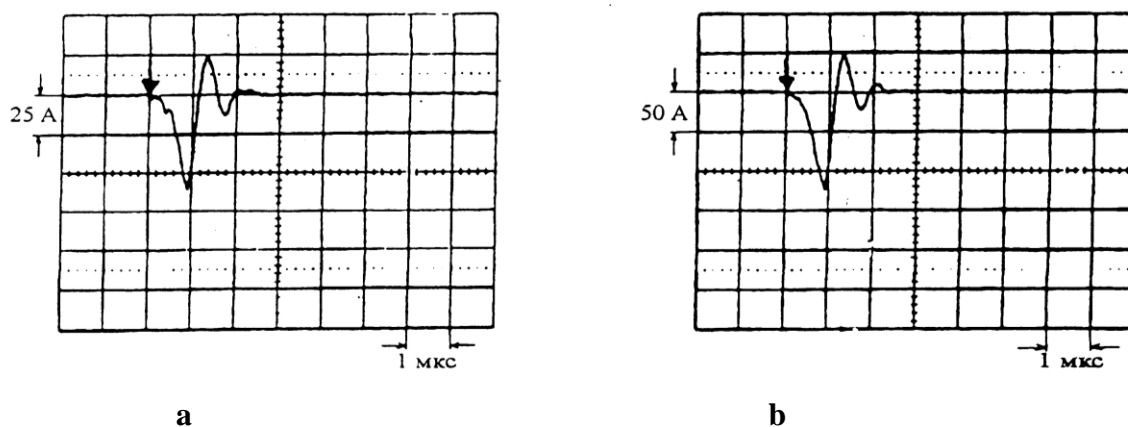


Рис.2. Осциллограммы тока эмиссии при лазерном воздействии на кристалл ниобата лития ($\text{LiNbO}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Mg}$): а–вектор спонтанной поляризации \vec{P}_s совпадает по направлению с распространением падающего луча; б–вектор спонтанной поляризации \vec{P}_s направлен навстречу падающему лучу. Стрелкой указано время воздействия лазерного импульса. Интенсивность лазерного излучения на поверхности кристалла $2,5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$.

1.3. Об одной возможности исследования динамики переполаризации сегнетоэлектриков

Хотя основной целью вышеупомянутых экспериментов является разработка эмиттеров мощных электронных пучков, необходимых в ускорительной или рентгеновской технике, определение зависимости тока от времени (и даже его интегральных характеристик – протекших зарядов) может дать важную информацию о нестационарной динамике спонтанной поляризации, возникающей под влиянием внешних воздействий [17].

Рассмотрим вначале следующую схему возможного эксперимента. Возьмем пластину из неполяризованного сегнетоэлектрика (например, находящегося при

температуре выше точки Кюри). Нанесем на ее торцы металлическое напыление, исключаяющее прямой контакт сегнетоэлектрика с атмосферой, и замкнем проводником пластины получившегося конденсатора. Затем охладим сегнетоэлектрик до температуры меньшей, чем температура Кюри, и поляризуем его в направлении, перпендикулярном пластинам. При этом конденсатор зарядится (см. рис.1).

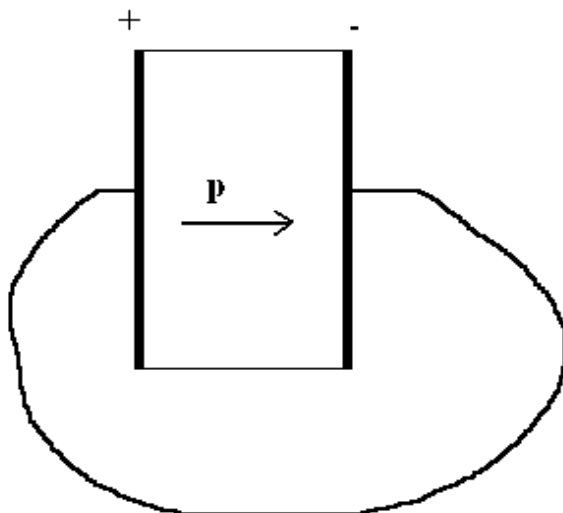


Рис.1. Схема эксперимента

Поскольку пластины накоротко замкнуты проводником, напряженность электрического поля внутри конденсатора должна быть равна нулю. Отсюда электрическая индукция $D=P$, где P – поляризация сегнетоэлектрика (мы используем систему СИ). С другой стороны, электрическая индукция определяется плотностью свободного заряда на обкладках конденсатора: $D=\sigma$.

Благодаря внешнему воздействию поляризация сегнетоэлектрика будет меняться: $P=P(t)$. Вместе с ней будет меняться заряд на металлических пластинах. При этом ток в цепи соединяющего пластины проводника будет равен $I(t) = \frac{dP}{dt} S$, где S – площадь торца сегнетоэлектрического образца. Отсюда

$$P(t) = P_0 + \frac{1}{S} \int_0^t I(\tau) d\tau, \quad (1)$$

где P_0 - начальная поляризация.

Соотношение (1) показывает, что измеряя зависимость тока от времени, мы получаем возможность исследовать динамику поляризации сегнетоэлектрика.

Так, если протекший по соединяющему пластины проводнику заряд равен нулю, то после завершения нестационарных процессов поляризация вернулась к первоначальному значению. Если же направление тока оставалось неизменным, произошло монотонное изменение поляризации от начального значения P_0 до конечного значения P_1 , определяемого протекшим зарядом q : $P_1 = P_0 + q/S$. Если же ток меняет направление, то в процессе перестройки поляризация достигает некоторого экстремального значения.

Таким образом, уже тот факт, что протекший заряд не равен нулю, говорит о том, что произошла перестройка доменной структуры сегнетоэлектрика. При этом относительная доля перестроившихся доменов равна q/P_0S . Измерение же зависимости тока от времени позволяет исследовать и временную динамику поляризации.

Проиллюстрируем вышеприведенные соображения данными экспериментов по переполяризации сегнетоэлектрических образцов внешними воздействиями электрических полей и лазерных импульсов [4,5]. В [4] исследовалась эмиссия тока планарным сегнетоэлектрическим образцом, изготовленным на основе керамики типа ЦТС-23 при воздействии на него электрических или лазерных импульсов. В [5] аналогичные внешние воздействия вызывали эмиссию зарядов у монокристалла ниобата лития. Во всех перечисленных случаях снимались осциллограммы импульсов эмиссионного тока. Здесь мы приведем некоторые результаты, наиболее полно иллюстрирующие обсуждаемые проблемы.

На рис.2 показаны осциллограммы импульса тока в случае ориентации керамики, когда вектор поляризации направлен к коллектору. Перестройка поляризации осуществлялась высоковольтным импульсом длительностью 25 нс амплитудой порядка 10 КВ. Рис. 2а и 2б соответствуют случаям, когда внешнее поле, соответственно, антипараллельно и параллельно вектору поляризации. Мы видим, что в случае 2а перестройка доменной структуры произошла немонотонно, так что поляризация, достигнув максимального значения, затем несколько уменьшилась. В случае же 2б поляризация менялась монотонно от начального до конечного значения.

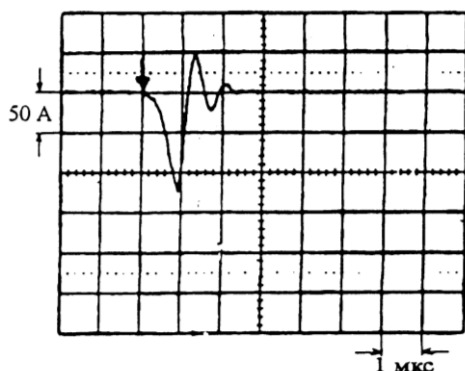


Рис.2а.

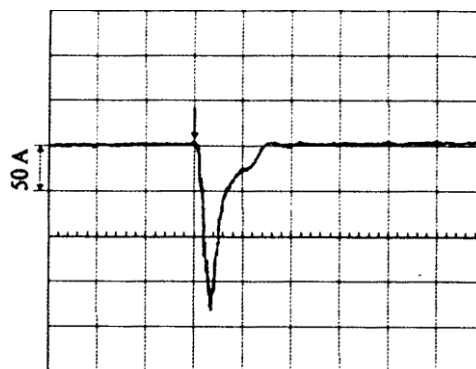


Рис. 2б

На рис.3 изображен импульс тока при воздействии на керамику лазерного импульса (второй гармоники наносекундного неодимового лазера). При этом вектор поляризации направлен к коллектору. Данная осциллограмма показывает, что в этом случае перестройка доменной структуры произошла монотонно. Отметим здесь, что при воздействии на керамику лазерных импульсов наблюдались также и немонотонные переходы от начальной поляризации к конечной.

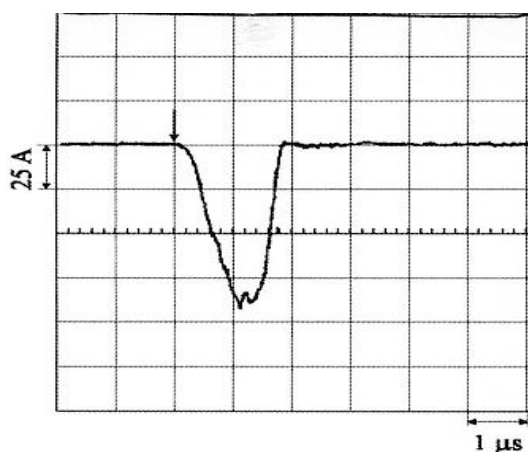


Рис.3. Импульс тока при воздействии на керамику лазерного импульса

Аналогично исследовались осциллограммы токовых импульсов в случае монокристалла ниобата лития. Так на рис.4а приведен график зависимости от времени тока, вызываемого электрическим импульсом. При этом вектор поляризации направлен к коллектору и параллелен внешнему электрическому полю. Амплитуда электрического импульса - 20KV, его длительность - 25 ns. Мы видим, что в этом случае перестройка поляризации произошла монотонно. На рис.4б показана осциллограмма тока при воздействии на монокристалл лазерного импульса, которая свидетельствует о немонотонности процесса перестройки доменной структуры.

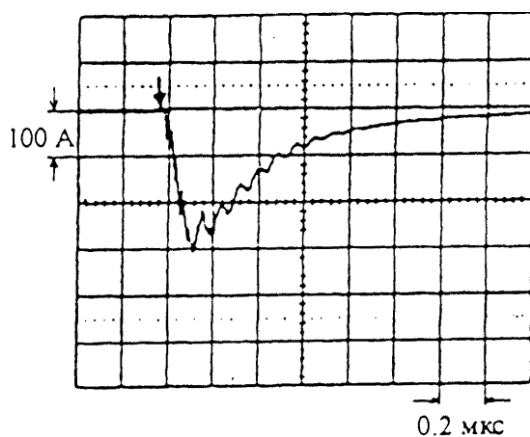


Рис. 4а

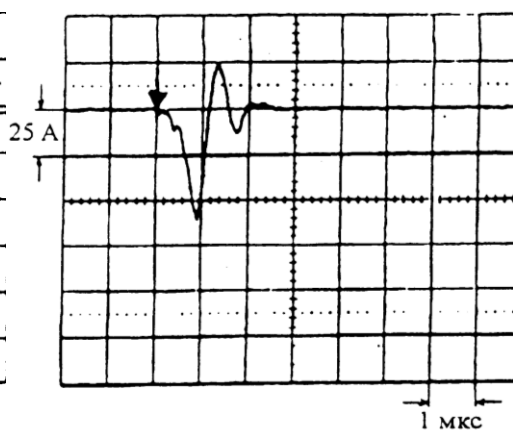


Рис. 4б

Заключение

Исходя из результатов проведенных экспериментов, можно сделать следующие выводы:

1. Токоперенос в вакуумном диоде с сегнетоэлектрическим катодом осуществляется посредством электронной эмиссии из плазмы разрядов, возникающих на поверхности сегнетоэлектрика в результате изменения его состояния под воздействием лазерного излучения.

2. При малых изменениях спонтанной поляризации наиболее вероятно плазмообразование в результате поверхностных разрядов, возникающих за счет усиления тангенциальной компоненты электрического поля вблизи поверхности сегнетоэлектрика.

3. Исходя из статистики экспериментальных данных, необходимо отметить, что явного уменьшения эмиссии, при последовательном воздействии на сегнетоэлектрики лазерного излучения, не происходит, что говорит о возвращении системы к исходному состоянию.

4. Определение зависимости тока от времени (и даже его интегральных характеристик – протекших зарядов) может дать важную информацию о нестационарной динамике спонтанной поляризации, возникающей под влиянием внешних воздействий.

5. В заключение, можно сделать вывод о возможности получения электронных пучков наносекундной длительности с током свыше 1кА при использовании в качестве катода сегнетоэлектрических пластин большой площади с оптимальными сегнетоэлектрическими параметрами.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (госзадание вузам, проект № 11.144.2014).

Список литературы

1. Gundel H., Riege H., Wilson E.J.N. Fast polarization changes in ferroelectrics and their application in accelerators. // *Nucl. Instruments and Methods in Phys. Res.* – 1989. - A280. - N1. - P.1-6.
2. Riege H., Boscolo I., Handerek J. et al. Features and technology of ferroelectric electron emission // *J. Appl. Phys.* – 1998. - V.84. - N3. - P.1602-1610.
3. Ю.В. Коробкин, В.Б. Студенов, О.А. Пельтихин, А.В. Чернышов. Генерация электромагнитной волны при импульсном нагреве сегнетоэлектрика // *Письма в ЖТФ.* – 1990. - т.16. - №13. - С.19-22.
4. Korobkin Yu.V., Romanov I.V., Rupasov A.A., et.al. Laser-driven high-current-density pulsed electron emission from lead zirconium titanate ferroelectric ceramic. // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – V. 79. - №8. - P. 1163-1165.
5. А.Ш. Айрапетов, А.К.Красных, И.В. Левшин, А.Ю. Никитский. // *Письма в ЖТФ.* – 1987. – 16. - №5. - С. 46.
6. G. Rozenman and I. Rez. Electron emission from ferroelectric materials.//*J. Appl. Phys.* – 1993. - 73 (4). - P. 1904.
7. Коробкин Ю.В., Романов И.В., Шиканов А.С., и др. Эмиссия электронов при изменении спонтанной поляризации в монокристалле LiNbO₃ под воздействием лазерного излучения и импульсного электрического поля // *КСФ.* – 2001. - №11. - С. 20-25.
8. Riege H.,Boscolo I., Handerek J. at al. Features and technology of ferroelectric electron emission // *J. Appl. Phys.* – 1998. - V. 84. - №3. - P. 1602-1617.
9. G. Rozenman., Shur D., Krasik Ya. E. Electron emission from ferroelectrics. // *J. Appl. Phys.* – 2000. - V.88. - P. 6109-6127.
10. Dunaevsky A., Krasik Ya.E., Felsteiner J. Electron/ion emission from the plasma formed on the surface of ferroelectrics. I. Studies of plasma parameters without applying an extracting voltage // *J. Appl. Phys.* -1999. - V.85. - N12. - P.8464
11. Ю.В. Коробкин, В.А. Давыдов, И.В. Романов. Эмиссионные эффекты при облучении сегнетоэлектрика лазерным импульсом // *Сборник докладов 24-й конференции “Лазеры. Измерения. Информация.-2014”*, Санкт-Петербург. – 2014. - Т.1, С. 204-243
12. М. Е. Lines, А.М. Glass. // *Principles and Application of Ferroelectrics and Related Materials* (Claredon Press.- Oxford.-1977)

13. Korobkin Yu.V., Rozanov V. B., Vergunova G. A., Shikanov A. S. The monochromatic X-ray sources on the basis of emitters, controlled by laser radiation // The Russian J. of Laser Research. -1998. - №3. - P. 101-121
14. Ivers J.D., Schachter L., Nation J.A. et al. Electron- beam diodes using ferroelectric cathodes // J. Appl. Phys. – 1993. - V.73. - N6. - P.2667
15. Dunaevsky A., Krasik Ya.E., Felsteiner J. Electron/ion emission from the plasma formed on the surface of ferroelectrics. I. Studies of plasma parameters without applying an extracting voltage // J. Appl. Phys. – 1999. - V.85. - N12. - P.8464
16. Бугаев С.П., Месяц Г.А. // ДАН СССР. -1971. - Т.196. - №2. - С.324
17. В.А. Давыдов, Ю.В. Коробкин. Об одной возможности исследования динамики переполяризации сегнетоэлектриков// КСФ. - 2010. - №11.- С.50-54