

07;10;11

Исследование токопрохождения в вакуумном диоде с электро- и лазерноуправляемым сегнетоэлектрическим катодом

© Ю.В. Коробкин, И.В. Романов, А.А. Рупасов, А.С. Шиканов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
E-mail: korobkin@sci.lebedev.ru

Поступило в Редакцию 18 ноября 2002 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований планарного вакуумного диода с электро- или лазерноуправляемым сегнетоэлектрическим катодом на основе предварительно поляризованной керамики типа ЦТС-23 (ЦТС-19). Показано, что токоперенос в диоде осуществляется как в случае ориентации вектора спонтанной поляризации к аноду диода, так и в противоположном направлении. Экспериментально установлено, что при увеличении плотности мощности лазерного излучения на поверхности керамики происходит сокращение длительности импульса тока диода. Максимальные токи достигаются при электроуправлении катодом и на два-три порядка превышают лэнгмюровский ток. Характеристики импульса тока определяются взаимориентацией векторов поляризации и напряженности управляющего электрического поля.

Одной из важных задач ускорительной и рентгеновской техники остается создание долгоживущих управляемых катодов, позволяющих формировать мощные электронные пучки с током свыше 1 кА. Одним из хорошо изученных и используемых в рентгеновских источниках управляемых катодов является лазерно-плазменный катод [1], который по сравнению со взрывными катодами может работать при любом ускоряющем напряжении, что в свою очередь является определяющим условием для получения контрастных линий характеристического излучения. Однако ток электронного пучка, эмитированного из расширяющейся в межэлектродный промежуток лазерной плазмы, был ограничен пространственным зарядом и не превышал в [1] 100 А. Одним из предпочтительных методов увеличения тока пучка является увеличение площади эмиссии, которое легко достигается при использовании сегнетокерамического катода. Физические модели, объясняющие

явление электронной эмиссии из сегнетоэлектрических материалов, основываются на изменении спонтанной поляризации под воздействием электрического поля либо лазерного излучения и подробно приведены в [2,3]. Данная работа направлена на определение оптимальных методов управления сегнетоэлектрическим катодом в целях дальнейшего его применения в импульсном рентгеновском источнике характеристического излучения.

В работе представлены две серии экспериментов. В первой серии исследовалось токопрохождение в диоде при управлении сегнетокерамическим катодом высоковольтным электрическим импульсом, во второй — при управлении катодом излучением второй гармоники наносекундного неодимового лазера.

В экспериментах в качестве катода диода использовались предварительно поляризованные таблетки керамики ЦТС-23 (ЦТС-19) толщиной 2 мм и диаметром 40 мм. На поверхности обеих сторон таблетки были нанесены серебряные перфорированные пленочные электроды, на которые осуществлялась подача высоковольтного импульса. Свободная от металлизации площадь поверхности сегнетоэлектрика, обращенная к аноду диода, составляла 3 см^2 . Измерения проводились в вакууме $2 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$. Для управления катодом использовался прямоугольный отрицательный импульс напряжения до -10 кВ , длительностью (25–125) ns, формируемый схемой для произвольной нагрузки без отражений, приведенной в [4]. В качестве коммутатора использовался азотный разрядник с лазерным поджигом. Сбор электронов производился с помощью коллектора-анода диода (медной пластины с площадью 3 см^2), находящегося под положительным потенциалом 17 кВ и заземленного через разделительную емкость 5 нФ . Ток диода регистрировался низкоиндуктивным, частотно-независимым шунтом с сопротивлением 1.7Ω , установленным в коллекторной цепи, с помощью осциллографа (Лесгоу 9350 А) с полосой пропускания 500 МГц . Расстояние коллектор–керамика в первой серии экспериментов равнялось 2 см .

В ходе проведения измерений было установлено, что ток диода протекает как при приложении импульсного электрического поля \mathbf{E} , направленного противоположно вектору спонтанной поляризации \mathbf{P} , так и в направлении, совпадающем с \mathbf{P} , причем керамическая таблетка располагалась по отношению к коллектору таким образом, что вектор поляризации был направлен либо к коллектору (положение 1), либо в противоположном направлении (положение 2). В первом случае

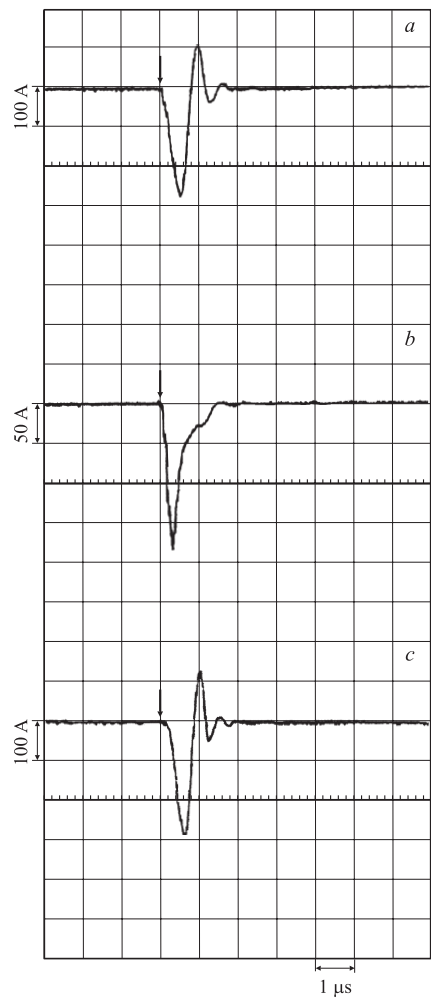


Рис. 1. Осциллограммы импульса тока диода в случае ориентации керамики, когда \mathbf{P} направлен к коллектору (длительность управляющего высоковольтного импульса 25 ns; стрелками показаны моменты воздействия на керамику высоковольтным импульсом и лазерным излучением): *a* — направление внешнего поля противоположно направлению \mathbf{P} ; *b* — внешнее поле параллельно \mathbf{P} ; *c* — импульс тока диода при лазерном воздействии на керамику.

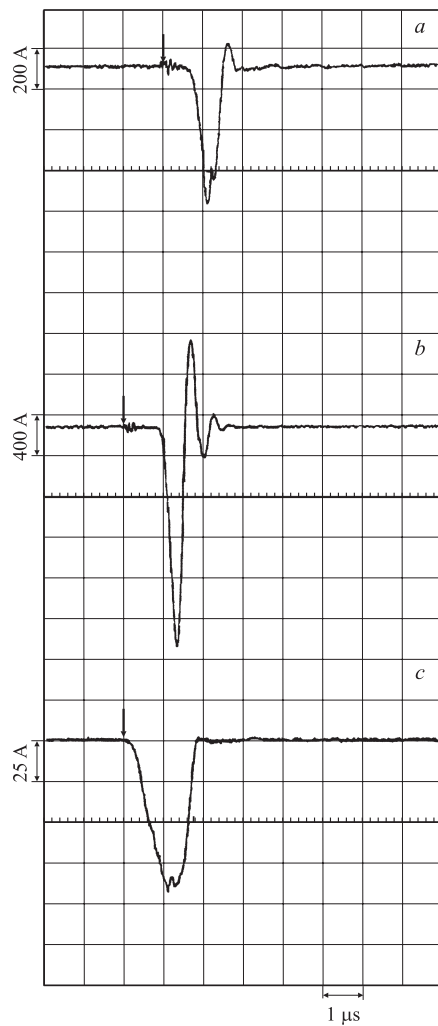


Рис. 2. Осциллограммы импульса тока диода в случае ориентации керамики, когда \mathbf{P} направлен от коллектора: *a* — направление внешнего поля противоположно направлению \mathbf{P} ; *b* — внешнее поле параллельно \mathbf{P} ; *c* — импульс тока диода при лазерном воздействии на керамику.

(керамика в положении 1) импульс тока начинался практически синхронно с подачей высоковольтного импульса, в то время как амплитуда тока при направлении внешнего поля, противоположном вектору поляризации, была больше более чем в два раза (рис. 1, *a*, 1, *b*). Во втором положении керамики задержка достигала величины ≈ 800 ns, в то время как амплитуда токового импульса была всегда больше, чем при первом положении образца (рис. 2, *a*, 2, *b*). Максимальный ток диода был получен в случае параллельной ориентации внешнего поля и вектора поляризации (рис. 2, *b*) и составил 2.4 кА. Независимо от длительности высоковольтного управляющего импульса (в вышеприведенном диапазоне) длительность импульса тока диода оставалась постоянной. Необходимо отметить, что, во всех суперпозициях **P** и **E** в положениях 1 и 2 сегнетоэлектрического катода, длительность тока была довольно большой и составляла величину ≈ 350 ns. Очевидно, что полученные значения тока по крайней мере на два порядка превосходят расчетный ленгмюровский ток по немодифицированному закону $3/2$. Это свидетельствует о наличии дополнительных ускорительных механизмов. К ним можно отнести усиление нормальной составляющей электрического поля (до 10^9 V/cm) на поверхности сегнетоэлектрика в процессе его реполяризации [5], плазмообразование в результате поверхностных разрядов [6], причинами которых могут являться: локальная реполяризация, сопровождающаяся значительным усилением поля вблизи электродов, пробой в тройных точках (металл–диэлектрик–вакуум) по модели С.П. Бугаева, Г.А. Месяца [7] за счет усиления тангенциальной компоненты поля (до 10^5 V/cm). При приложении к керамической таблетке высоковольтного импульса нами наблюдалось свечение поверхности катода (в видимом диапазоне) как в присутствии внешнего электрического поля, так и в отсутствии его. При ненулевом анодном потенциале наблюдалось также и свечение поверхности анода, которое усиливалось с увеличением прикладываемого напряжения. Возникновение свечения на поверхностях электродов диода, по нашему мнению, является свидетельством развития процессов плазмообразования, чем преимущественно и объясняются столь большие полученные значения тока диода. В целях исследования влияния геометрии управляющих электродов на процесс токопрохождения в диоде в экспериментах использовались керамические таблетки с электродами в виде сетки с ячейками 1×1 mm и в виде полосков шириной 2 mm, расположенных с интервалом 2 mm, и замкнутых кольцом по краю керамики (амплитудные значения тока, приведенные в статье, соот-

ветствуют второй конфигурации электродов). В случае использования катода с сеточными электродами, при подаче управляющего импульса напряжения, наблюдались поверхностные пробои керамика–сетка в различных местах катода. Во втором случае наблюдалось свечение всей поверхности катода. Общие закономерности токопрохождения в диоде, приведенные выше, сохранялись как в первом, так и во втором случаях, за исключением амплитудных значений тока. При использовании полосковых электродов амплитуды токов были в 1.5 раза выше.

Не совсем ясным является механизм возникновения большой задержки тока диода относительно управляющего высоковольтного импульса (во втором положении керамики). Вероятно, этот эффект связан с инерционностью переполаризации керамики и запаздыванием плазмообразования на ее поверхности. Результаты исследований этого эффекта с использованием плазмодиагностической аппаратуры с временным разрешением будут представлены в отдельной статье.

Во второй серии экспериментов для управления сегнетоэлектрическим катодом использовалось излучение второй гармоники неодимого лазера на фосфатном стекле с длиной волны $0.527 \mu\text{m}$, длительностью импульса 3 ns и энергией до 1 J . Во избежание плазмообразования (в результате лазерного воздействия) плотность мощности излучения второй гармоники I на поверхности керамики не превышала величину $2 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$. Угол падения светового пучка на образец соответствовал 45° . Расстояние коллектор–керамика равнялось 4 cm . Измерения тока диода проводились в двух положениях керамической таблетки: с вектором спонтанной поляризации, направленным 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. 1, *c*, 2, *c*). Максимальный ток в этой серии экспериментов составил 300 A , при плотности мощности лазерного излучения на керамики 10^7 W/cm^2 . Измерения длительности импульса тока диода показали ее уменьшение с возрастанием плотности мощности лазерного излучения. При увеличении I с $3 \cdot 10^6$ до 10^7 W/cm^2 длительность токового импульса сокращалась с 700 до 400 ns в первом случае и с 1.8 до $1.1 \mu\text{s}$ во втором. При этом амплитуда тока диода с возрастанием I 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 те же механизмы, что и в случае электроуправления катодом (с той лишь разницей, что состояние сегнетоэлектрика изменяется в результате пироэффекта вследствие его нагрева лазерным излучением). 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, было бы не корректно. В работе [8] в аналогичных экспериментальных условиях нами исследовалась электронная эмиссия из монокристалла ниобата лития LiNbO_3 с добавками Fe и Mg (в объеме образца поглощалось 40% лазерного излучения). Длительность и амплитуда импульса тока диода составляли 400 ns и 100 A соответственно, однако плазма на поверхности кристалла не образовывалась.

Исходя из статистики экспериментальных данных, необходимо отметить, что явного уменьшения эмиссии, при последовательном воздействии на керамику высоковольтными импульсами или лазерным излучением, не происходит, что говорит о возвращении системы к исходному состоянию.

Таким образом, проведенные исследования показали, что максимальные токи достигаются при электроуправлении катодом. При этом токоперенос в диоде осуществляется посредством электронной эмиссии из плазмы разрядов, возникающих на поверхности сегнетоэлектрика в результате изменения его состояния под воздействием управляющих импульсов напряжения. Характеристики импульса тока определяются методом управления катодом, геометрией диода и управляющих электродов.

Следует ожидать, что, используя в качестве катода источника рентгеновского излучения сегнетоэлектрические пластины большой площади, возможно получение электронных пучков субнаносекундной длительности с током свыше 1 A и увеличение интенсивности и дозы рентгеновского излучения соответственно.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00-02-16113, № 01-02-17589, № 02-02-16966) и Российского фонда „Интеграция“ (контракт № И-0651).

Список литературы

- [1] *Ерохин А.А., Кишинец А.С., Коробкин Ю.В.* и др. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. В. 6. С. 1151–1158.
- [2] *Riege H., Boscolo I., Handerek J.* et al. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. N 3. P. 1602–1617.
- [3] *Rosenman G., Shur D., Krasik Ya.E.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. P. 6109–6127.
- [4] *Проскуровский Д.И., Янкелевич Е.Б.* // ПТЭ. 1973. № 5. С. 108–111.
- [5] *Ivers J.D., Schachter L., Nation J.A.* et al. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 6. P. 2667–2671.
- [6] *Dunaevsky A., Krasik Ya.E., Felsteiner J.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. N 12. P. 8464–8473.
- [7] *Бугаев С.П., Месяц Г.А.* // ДАН СССР. 1971. Т. 196. № 2. С. 324–326.
- [8] *Коробкин Ю.В., Романов И.В., Рупасов А.А.* и др. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2001. № 11. С. 13–18.