

06,13,04

Вспышки рентгеновского излучения и пульсирующий электронный поток в рентгеновских генераторах на основе кристаллов SBN-61

© В.А. Андрианов¹, А.Л. Ерзинкян¹, Л.И. Ивлева², П.А. Лыков²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Москва, Россия

E-mail: andrva22@mail.ru

Поступила в Редакцию 23 мая 2022 г.

В окончательной редакции 23 мая 2022 г.

Принята к публикации 30 мая 2022 г.

В рентгеновском генераторе на основе сегнетоэлектрического кристалла ниобата бария-стронция $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN-61) при температуре около 50°C обнаружены пульсации электронного потока и рентгеновского излучения при увеличении давления газа в интервале $2 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$ Torr. Электронный поток имел в плоскости кристалла форму креста. Длительность вспышки не превышала 0.04 с. Период пульсации изменялся от 0.2 с в начале и до 5–10 с в конце при давлении ≈ 0.1 Torr. Наблюдаемый эффект объясняется движением доменных границ на деполяризованной грани кристалла в условиях вакуума, в результате чего возникает большой поверхностный заряд и, соответственно, электрический потенциал, приводящий к формированию импульсного электронного потока.

Ключевые слова: рентгеновское излучение, электронный поток, кристалл SBN-61, сегнетоэлектрические домены.

DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53096.385

1. Введение

В последние годы свойства пирозлектрических кристаллов привлекали повышенное внимание в связи с созданием портативных источников рентгеновского и нейтронного излучения. Был исследован ряд кристаллов и керамических образцов, имеющих большие значения пирозлектрического коэффициента γ [1–3]. Было показано, что наилучшими свойствами обладают кристаллы LiNbO_3 и LiTaO_3 , $\gamma = 8.3 \text{ nC} \cdot \text{cm}^{-2}\text{K}^{-1}$ и $\gamma = 12 \text{ nC} \cdot \text{cm}^{-2}\text{K}^{-1}$ соответственно. На основе этих кристаллов были созданы коммерческие изделия [4].

Принцип действия пирозлектрического рентгеновского источника состоит в следующем (рис. 1). Пирозлектрический кристалл 1 помещается в вакуумную камеру 4 на нагреватель 3. Ось спонтанной электрической поляризации направлена вертикально. Над кристаллом располагается мишень 6. Мишень имеет электрический контакт с нижней гранью кристалла и корпусом камеры. На полярных гранях кристалла находятся большие связанные заряды Q_{bond} , которые обусловлены дипольным моментом кристаллической ячейки.

В стандартных условиях заряды Q_{bond} компенсированы внешними зарядами Q_{comp} , и суммарный заряд равен нулю: $Q_{\text{sum}} = Q_{\text{bond}} + Q_{\text{comp}} = 0$. При нагреве кристалла в вакууме связанный заряд Q_{bond} уменьшается, а компенсирующий заряд остается практически постоянным. В результате на внешней грани кристалла образуется большой нескомпенсированный заряд, создающий элек-

трическое поле. Возникающее напряжение между верхней гранью кристалла и мишенью U_{gap} может достигать больших значений до 100 kV. Электрическое поле вызывает инжекцию электронов и их ускорение в сторону мишени. При столкновении электронов с мишенью образуется тормозное и характеристическое рентгеновское излучение, также как и в случае рентгеновской трубки.

Обычно нагрев и охлаждение кристаллов проводятся в циклическом режиме, в вакууме, примерно с одинаковой скоростью [1,2]. При переходе от нагрева к охлаждению изменяется знак заряда на внешней грани и, соответственно, направление электронного потока. При этом генерация рентгеновского излучения сохраняется, но возникает при столкновении электронного пучка с кристаллом.

В настоящее время продолжают работы по исследованию новых материалов для пирозлектрических генераторов, которые могли бы обеспечить лучшие эксплуатационные свойства. В частности, актуальны материалы, которые могут создавать высокие электрические напряжения на уровне 100 kV, способные поддержать протекание реакций ядерного синтеза типа $D + D$ и обеспечить устойчивую генерацию нейтронного излучения [2].

В работе [5] нами были исследованы кристаллы твердых растворов ниобата бария-стронция $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN-61), имеющие очень высокий пирозлектрический коэффициент $\gamma = 85 \text{ nC} \cdot \text{cm}^{-2}\text{K}^{-1}$ [6,7]. Свойства кристаллов SBN отличаются от классических: эти кри-

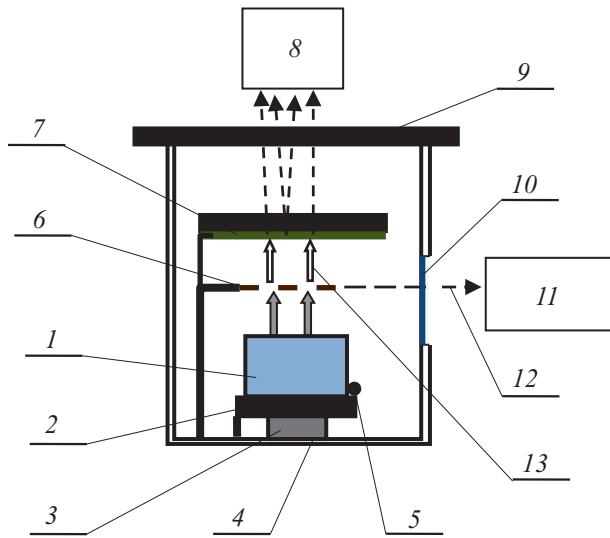


Рис. 1. Схема рабочей камеры. 1 — пьезоэлектрический кристалл, 2 — медная пластина, 3 — нагреватель (модуль Пельтье), 4 — корпус камеры, 5 — термометр (термопара), 6 — мишень-сетка, 7 — люминофор, 8 — фото/видеоаппаратура, 9 — стеклянное окно, 10 — бериллиевое окно, 11 — фотоэлектронный умножитель, 12 — рентгеновское излучение, 13 — поток электронов.

сталлы относятся к классу сегнетоэлектрических релаксоров, имеют размытый фазовый переход с низкой температурой Кюри, около 80°C , и малое электрическое коэрцитивное поле [8,9]. В работе [5] был зарегистрирован электронный поток и генерация рентгеновского излучения в кристаллах SBN в режиме нагрева. Максимальная энергия электронного потока, определенная по границе тормозного излучения, составила 50 keV при изменении температуры $\Delta T \approx 40^{\circ}\text{C}$.

Недостаточно высокое напряжение между верхней гранью кристалла и мишенью U_{gap} было объяснено известной формулой [10,11]:

$$U_{\text{gap}} = \frac{\gamma(T)\Delta T}{\epsilon_0} \frac{d_{\text{gap}}}{1 + \frac{d_{\text{gap}}}{d_{\text{cr}}} \epsilon_{\text{cr}}} \approx \frac{\gamma(T)\Delta T}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{cr}}} d_{\text{cr}}, \quad (1)$$

где T — температура, ΔT — изменение температуры, γ — пьезоэлектрический коэффициент, ϵ_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость, ϵ_{cr} — диэлектрическая проницаемость кристалла, d_{gap} — расстояние между мишенью и кристаллом, d_{cr} — толщина кристалла.

Напряжение U_{gap} определяет энергию электронного пучка и, соответственно, максимальную энергию рентгеновского излучения. Из формулы (1) следует, что при сравнении различных материалов основным параметром является отношение $F_1 = \gamma(T)/\epsilon_{\text{cr}}$. Для LiNbO_3 диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{\text{cr}} = 30$, и параметр F_1 равен 0.28. Соответственно, при толщине кристалла $d_{\text{cr}} = 10\text{ mm}$ и $\Delta T = 40^{\circ}\text{C}$ ожидается напряжение $U_{\text{gap}} \approx 100\text{ kV}$. Для кристалла SBN характерна большая

диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{\text{cr}} = 800$ [6,7], и параметр F_1 равен 0.11, т.е. создаваемое напряжение будет примерно в 2.5 раза меньше, чем в случае LiNbO_3 .

Генерация рентгеновского излучения в кристаллах SBN наблюдалась только в режиме нагрева. При охлаждении кристаллов в вакууме рентгеновское излучение отсутствовало, и наблюдался ряд необычных эффектов, описанию которых посвящена настоящая работа.

2. Эксперимент

В работе использовались кристаллы $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN-61), выращенные модифицированным способом Степанова в Институте общей физики РАН (Москва, Россия) [12]. Исследуемые образцы имели вид прозрачных параллелепипедов, вырезанных вдоль кристаллографических осей a, b и c с размерами примерно $14 \times 9.3 \times 13\text{ mm}$, соответственно. Образцы поляризовали вдоль полярной оси c в электрическом поле 6 kV/cm при комнатной температуре в течение нескольких часов с последующим измерением величины полуволнового напряжения динамическим методом [13]. Степень полноты поляризации контролировалась путем сравнения полученных величин полуволнового напряжения, с величинами характерными для кристаллов этого состава. Электрические контакты выполнялись токопроводящим клеем на основе коллоидного углерода.

Эксперименты проводились в вакуумной камере, схема которой показана на рис. 1. Кристалл 1 крепился на медную пластину 2, закрепленную на термоэлектрическом модуле Пельтье 3. Верхняя грань кристалла имела положительную полярность (грань $c+$). Модуль Пельтье обеспечивал нагрев и охлаждение кристалла. Температуру измеряли хромель-алюмелевой термопарой 5, закрепленной на пластине 2 рядом с кристаллом. Нижняя грань кристалла ($c-$) вместе с пластиной 2 была заземлена к металлическому корпусу камеры 4. Над кристаллом на расстоянии около 7 mm располагалась мишень 6, которая в нашем случае представляла собой вольфрамовую сетку с шагом $2 \times 2.5\text{ mm}$. Сетка 6 также была заземлена на корпус камеры. Флуоресцентный экран 7 располагался над сеткой 6 на расстоянии около 7 mm . Свечение флуоресцентного экрана, вызванное электронным пучком 13, выходящим из кристалла, регистрировалось цифровой фото- и видеоаппаратурой 8 через стеклянное окно 9. Бериллиевое окно 10 для выхода рентгеновского излучения 12 располагалось сбоку камеры. Рентгеновское излучение регистрировалось фотоумножителем 11 с тонким кристаллом NaI(Tl) , имеющим энергетическим разрешением 3.2 keV на линии 5.9 keV .

Эксперимент проводился в вакууме $\approx 10^{-3}\text{ Torr}$. Кристалл нагревался модулем Пельтье до температуры около 60°C со скоростью 0.05 K/s , затем выдерживался при максимальной температуре 10 min для обеспечения

перехода в равновесное состояние. Охлаждение кристалла осуществлялось со скоростью 0.05 K/s до температуры $\approx 10^\circ\text{C}$. Перед повторным нагревом кристалл также выдерживался в течение 10 min при температуре 10 K.

В эксперименте регистрировалось рентгеновское излучение (характеристическое и тормозное), которое возникало при столкновении электронного потока с мишенью (вольфрамовая сетка). Пространственная структура электронного потока, проходящего сквозь сеточную мишень, отражалась на люминофоре и фиксировалась фото и видео аппаратурой.

Как указывалось во Введении, при нагреве в вакууме наблюдался электронный поток и рентгеновское излучение, однако при охлаждении в вакууме излучение отсутствовало [5]. Такое поведение отличается от свойств традиционных кристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 , в которых при охлаждении изменяется направление электронного потока, однако генерация рентгеновского излучения сохраняется [1,11]. В кристаллах SBN излучение полностью отсутствовало и в последующих циклах нагрева. Таким образом, охлаждение в вакууме приводило к деполяризации кристаллов. Восстановление работоспособности кристаллов SBN было возможно лишь после повторной поляризации во внешнем электрическом поле.

Для объяснения этого факта следует учесть малое коэрцитивное электрическое поле, свойственное кристаллам SBN, $E_c = 2.5 \text{ kV/cm}$ [9]. При нагреве и охлаждении, между полярными гранями кристалла возникает электрическое поле, равное полю между кристаллом и мишенью. При нагреве, электрическое поле направлено вдоль полярной оси кристалла и обеспечивает дополнительную поляризацию. При охлаждении, электрического поля направлено против поляризации кристалла, и в этом случае происходит деполяризация кристалла. Отметим, что возникающие поля могут достигать значений в десятки kV, что значительно превышает коэрцитивное поле.

На деполяризованных кристаллах проводилась проверка поляризации по величине полуволнового напряжения [13]. Измерения показали, что объемная поляризация кристаллов сохраняется и близка к максимальной. Объяснение этого противоречия состоит в следующем: оптические методы измеряют поляризацию в объеме кристалла, в то же время в рентгеновских экспериментах важен поверхностный заряд на внешней грани. Следовательно, исчезновение электронного потока и рентгеновской генерации связано с образованием доменной структуры в области верхней $c+$ грани, при сохранении поляризации в объеме кристалла. На образование поверхностных доменов в виде вытянутых вдоль оси c пирамид указывалось в [14,15].

Разнонаправленные домены при нагреве или охлаждении приобретают противоположные результирующие электрические заряды (Q_{sum}), которые должны увеличиваться по мере изменения температуры. Очевидно, что заряды соседних доменов могут взаимно разряжаться, и,

в результате, суммарный заряд и потенциал становятся равными нулю. Соответственно, излучение кристаллов с деполяризованной поверхностью отсутствует как при нагреве, так и при охлаждении, в соответствии с экспериментом.

С целью сохранения поляризации кристаллов SBN охлаждение образцов проводилось при повышенном давлении около $2 \cdot 10^{-1} \text{ Torr}$ [5], когда компенсация поверхностных зарядов благодаря обмену с атомами газа происходила достаточно быстро, а полное электрическое поле было близко к нулю. При достижении температуры $\approx 10^\circ\text{C}$ камеру вновь откачивали до давления $P \approx 10^{-3} \text{ Torr}$, после чего начинался следующий цикл нагрева-охлаждения.

3. Вспышки электронного потока и рентгеновского излучения

Необычные явления с кристаллами SBN наблюдалось на образцах с деполяризованной $c+$ гранью, при заполнении рабочей камеры газом в конце режима нагрева. Исследовался образец, которой в предыдущем цикле был охлажден в вакууме 10^{-3} Torr и имел деполяризованную поверхность. При нагреве в вакууме рентгеновское излучение и электронный поток отсутствовали полностью или были очень слабыми. При заполнении рабочей камеры воздухом при температуре около 50°C наблюдались периодические пульсации рентгеновского излучения и электронного потока. Пульсации излучения возникали при давлении $2 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ и продолжались в течение около 7 минут до давления 10^{-1} Torr . Видеосъемка пульсирующего электронного потока приведена в файле приложения [16]. На рис. 2 показаны две фотографии пространственной структуры электронного потока, снятые с различной выдержкой. Из фотографий видно, что в плане электронный поток имеет вид креста, расположенного в центре и ориентированного вдоль длинной оси a кристалла.

Для анализа данных об электронном потоке полученный видео-файл был модифицирован: была увеличена длительность воспроизведения каждого кадра и введен счетчик времени. Используя эти инструменты, были определены времена появления вспышек и их интенсивность (яркость). Интенсивность определялась визуально по шкале от 0 до 10. Длительность каждой вспышки не превышала длительности одного кадра, т.е. $1/25 \text{ s}$. График зависимости интенсивности от времени показана на рис. 3. Каждая точка соответствует времени появления вспышки и ее интенсивности. Из графика видно, что в начале вспышки происходят более часто, а далее — более редко. В конце наблюдалась интенсивная вспышка, соответствующая полной разрядке кристалла.

Интервал между вспышками не был постоянен. На рис. 4 показаны интервалы между соседними вспышками в зависимости от времени. Из графика видно, что

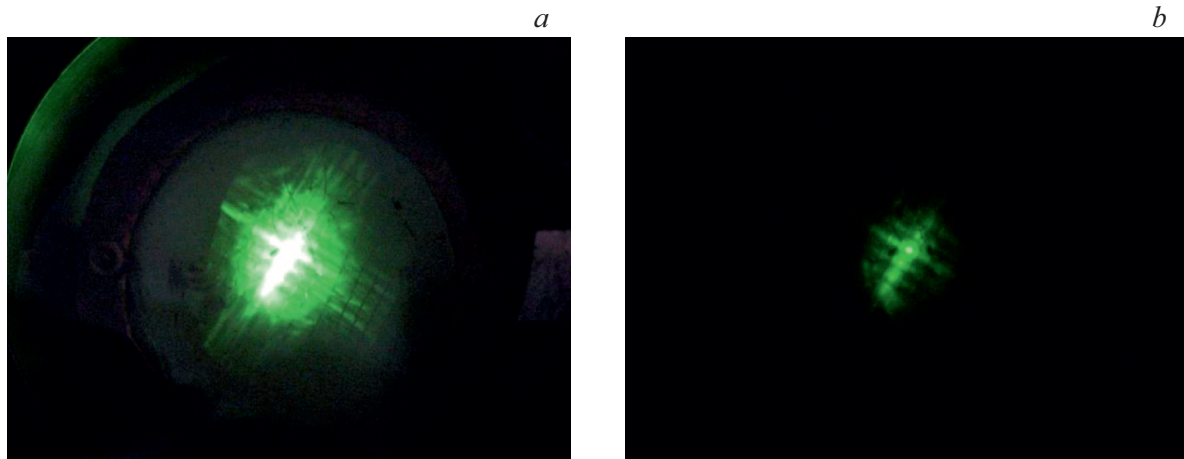


Рис. 2. Фотографии вспышек электронного потока при различных экспозициях: *a* — $\tau = 15$ s; *b* — $\tau = 2$ s.

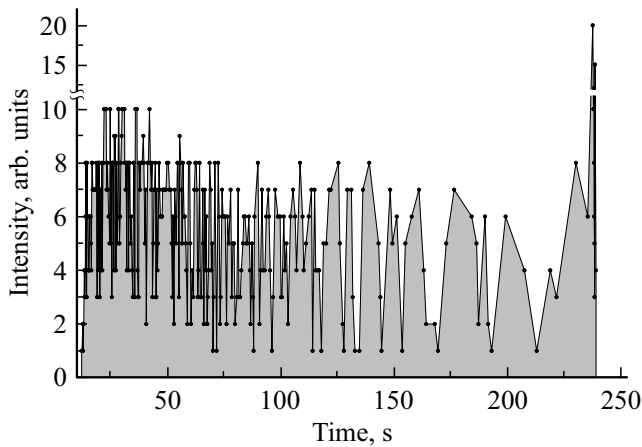


Рис. 3. Зависимость интенсивности вспышек электронного потока от времени.

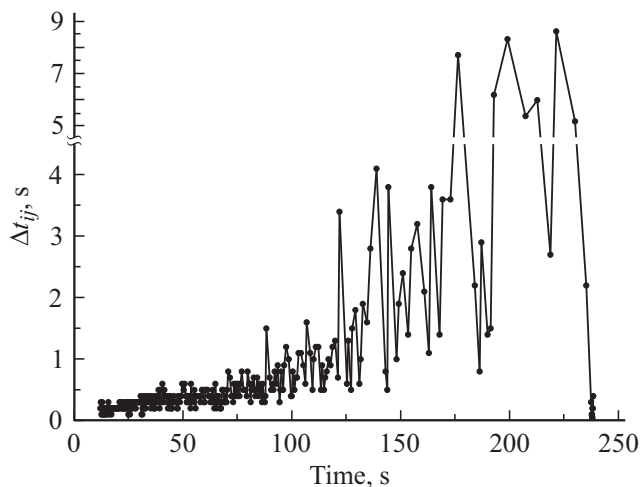


Рис. 4. Интервалы между соседними вспышками в зависимости от времени.

интервал увеличивается от значения 0.2 s до 5 s и более в конце процесса.

На рис. 5 приведены данные для рентгеновского излучения. На рис. 5, *a* показана зависимость интенсивности излучения от времени. Длительность набора в каждый канал составляла 2 s, т.е. каждый канал мог содержать несколько вспышек излучения. В начале свечения зависимость интенсивности кажется непрерывной за счет малого временного интервала между вспышками, однако, по мере роста интервалов между вспышками зависимость также становится импульсной. Из графика видно, что интенсивность свечения уменьшается со временем.

На рис. 5, *b* показан суммарный амплитудный спектр рентгеновского излучения. Спектр имеет вид широкого максимума с энергией ≈ 6 keV и простирается до энергии ≈ 25 keV. Отметим, что линии вольфрама $L(W) \approx 8.4$ keV, которая характерна для режима нагрева [5], не наблюдается. Предельная энергия 25 keV может соответствовать максимальному напряжению между кристаллом и мишенью в этом эксперименте.

Перечислим основные экспериментальные факты.

1. Пульсации наблюдались в кристаллах с деполяризованной поверхностью, возникающей после охлаждения в вакууме.
2. Пульсирующий электронный поток и рентгеновское излучение наблюдались при постоянной температуре около 50°C при повышении давления от $2 \cdot 10^{-2}$ до 10^{-1} Torr.
3. В плоскости кристалла электронный поток имел вид креста.
4. Длительность вспышки < 0.04 s. Период пульсации от 0.2 s в начале и до 5–10 s в конце при $P \approx 0.1$ Torr.
5. Спектр рентгеновского излучения имел максимум при энергии $E \approx 6$ keV; и тормозной фон простирался до 25 keV.
6. В ряде случаев наблюдалось появление поверхностных разрядов.

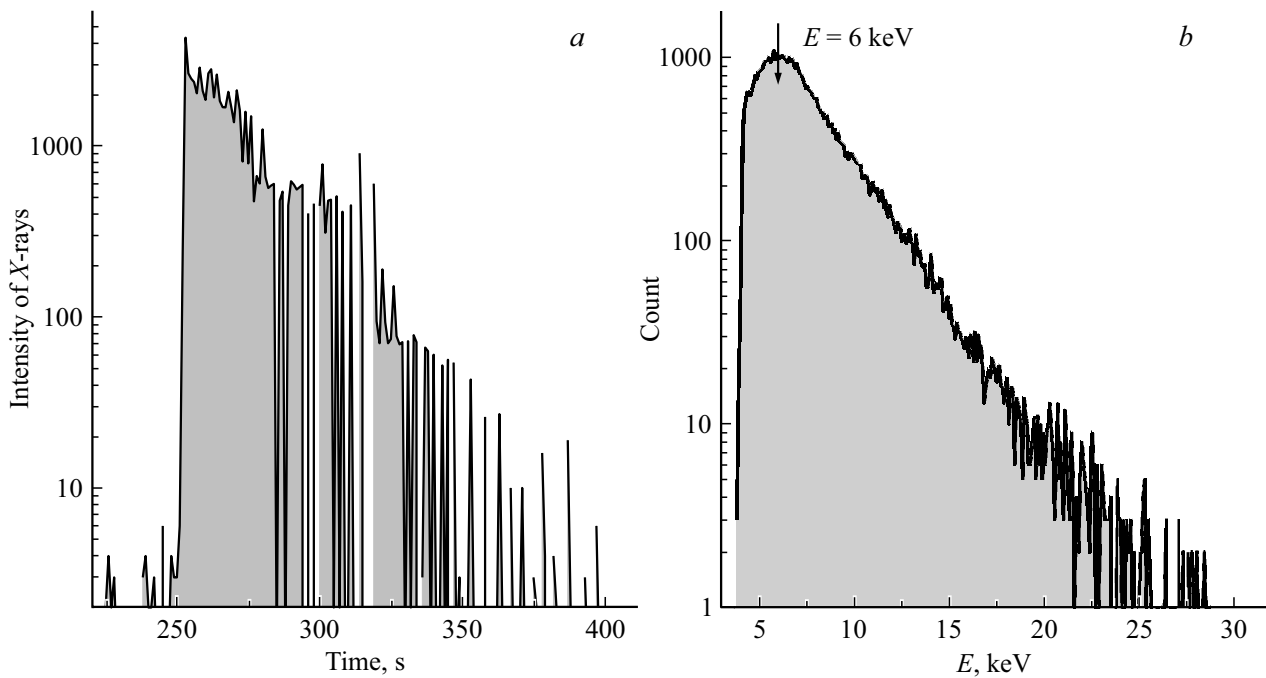


Рис. 5. Рентгеновское излучение в пульсирующем режиме: *a* — интенсивность рентгеновского излучения от времени, *b* — амплитудный спектр.

Можно предложить следующую интерпретацию наблюдаемого эффекта.

В исходном состоянии верхняя грань кристалла находится в деполяризованном полидоменном состоянии. Каждый домен поляризован и имеет связанный заряд Q_{bond} плотностью $+\sigma$ или $-\sigma$ и свой компенсирующий поверхностный заряд Q_{comp} плотностью $-\sigma$ или $+\sigma$ соответственно. Суммарный поверхностный заряд и электрический потенциал каждого домена равны нулю. При заполнении камеры газом, при достижении давления $2 \cdot 10^{-2}$ Торг происходит сдвиг доменной границы. При этом образуется новая область с инверсной поляризацией, например $-\sigma$ с площадью $s1$. Рассмотрим эту область как отдельный домен (см. рис. 6). В исходном состоянии он имел поляризацию $+\sigma$ и поверхностный компенсирующий заряд $-\sigma$ (рис. 6, *a*, поверхностный заряд показан затененной областью). После инверсии поляризации домен имеет поляризацию $-\sigma$. Однако, поверхностный компенсирующий заряд в этой области остается неизменным: $-\sigma$ (рис. 6, *b*).

По сравнению с компенсированными доменами этот домен приобретает избыточный заряд $Q_p = -2\sigma \cdot s1$. Этот заряд представляет большую величину, поскольку он соответствует равновесной поляризации, а не изменению поляризации за счет изменения температуры. Для кристалла SBN-61 поляризация равна $P_s = 27.4 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, а поверхностный заряд при $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ равен $\Delta Q = \gamma \cdot \Delta T = 0.85 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Если оценить напряжение, которое возникнет между доменом и мишенью в нашей геометрии за счет заряда Q_p по

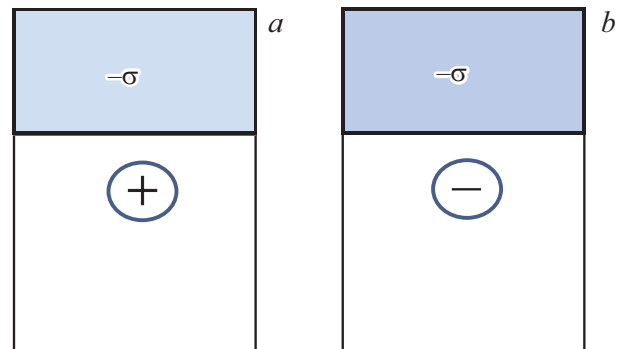


Рис. 6. Схема образования инверсного домена: *a* — исходный домен с положительной поляризацией $+\sigma$ и поверхностным зарядом $Q_{\text{comp}} = -\sigma \cdot s1$, *b* — инверсный домен с отрицательной поляризацией $-\sigma$ и поверхностным зарядом $Q_{\text{comp}} = -\sigma \cdot s1$.

формуле (1), то получим очень большую величину, около 800 kV.

Очевидно, что избыточный заряд Q_p будет перераспределяться по поверхности кристалла. Перераспределение заряда может идти за счет поверхностной проводимости или путем электро-пробоев, поскольку напряжения очень велики. Если заряд распределится на площадь S , то избыточный заряд будет равен $\Delta\sigma = -2\sigma \cdot s1/S$. В этом случае возникает электронный поток, направленный от кристалла к мишени. В нашем эксперименте электронный поток наблюдался из центральной области кристалла, видимо, и перераспределение заряда происходило в этой же области.

Если новая доменная область имеет положительную поляризацию $+\sigma$, то результирующая поляризация поверхности будет положительной. В этом случае электронный поток направлен к кристаллу и не будет наблюдаться в эксперименте.

Таким образом, наш эксперимент можно объяснить движением доменных границ под действием возрастающего давления газа, при условии образования дополнительных отрицательно поляризованных областей. Движение доменных границ в кристаллах SBN зависит от множества факторов, поэтому данный эффект наблюдался не для всех образцов.

Обычно остаточный газ и наличие высоких напряжений приводит к образованию газовых разрядов. Однако в нашем случае давление мало: длины свободного пробега электронов для ионизации молекул N_2 составляют $L_i = 18$ см при давлении $P = 2 \cdot 10^{-2}$ Торр, и $L_i = 3.6$ см при давлении $P = 10^{-1}$ Торр [17], что существенно больше расстояния между кристаллом и сеткой, около 0.7 см. Соответственно, лавинная ионизация газа не может происходить. Кроме того, при газовом разряде трудно ожидать проекции сеточного электрода на люминофор, которая наблюдалась в эксперименте (рис. 2). С учетом этого, влияние газовых разрядов в данном эксперименте кажется маловероятным.

4. Заключение

При охлаждении кристалла SBN-61 в вакууме 10^{-3} Торр происходит деполяризация внешней c -границы собственным электрическим полем кристалла при сохранении объемной поляризации. В результате этого отсутствует электронный поток и генерация рентгеновского излучения, как в режиме охлаждения, так и при последующем нагреве в вакууме.

В рентгеновском генераторе на основе кристалла SBN-61 с деполяризованной c -гранью обнаружены пульсации электронного потока и рентгеновского излучения при увеличении давления газа в интервале $2 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$ Торр при постоянной температуре около 50°C .

Предложено объяснение режима пульсаций на основе движения доменных стенок на внешней c -границе кристалла SBN-61 под действием давления окружающего газа.

Данный эффект может быть использован для создания мощных импульсных электронных потоков.

Финансирование работы

Настоящее исследование выполнено при поддержке Федеральной научно-технической программы развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на 2019–2027 гг. Грант Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2021-1353.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.D. Brownridge, S. Raboy. *J. Appl. Phys.* **86**, 640 (1999).
- [2] D.J. Gillich, A. Kovanen, Y. Danon. *J. Nucl. Mater.* **405**, 181 (2010).
- [3] А.В. Щагин, В.С. Мирошник, В.И. Волков, А.С. Кубанкин, О.О. Иващук. *Стекло и керамика* **90**, 11, 24 (2017).
- [4] www.amptek.com/coolx.html
- [5] V.A. Andrianov, A.L. Erzinkian, L.I. Ivleva, P.A. Lykov. *AIP Advances* **7**, 115313 (2017); <https://doi.org/10.1063/1.5010143>.
- [6] А.А. Буш. *Пирозлектрический эффект и его применения*. МИРЭА, М. (2005). 212 с.
- [7] K. Batra, M.D. Aggarwal. *Pyroelectric Materials: Infrared Detectors, Particle Accelerators and Energy Harvesters*. SPIE Press, Bellingham, Washington, USA (2013). 546 p. ISBN: 978-0-8194-9331.
- [8] W.H. Huang, D. Viehland, R.R. Neurgaonkar. *J. Appl. Phys.* **76**, 490 (1994).
- [9] П.А. Лыков. *Выращивание и исследование легированных монокристаллов ниобата бария-стронция*. Дис. канд. наук. Москва, (2008). 166 с.
- [10] Z. Fullem, Y. Danon. *J. Appl. Phys.* **106**, 074101 (2009).
- [11] В.А. Андрианов, А.А. Буш, А.Л. Ерзинкян, К.Е. Каменцев. *Поверхность: Рентген-, синхротрон. и нейтрон. исслед.* **7**, 25 (2017).
- [12] Л.И. Ивлева. *Изв. РАН. Сер. физ.* **73**, 10, 1417 (2009).
- [13] M.Di. Domenico, S.H. Weple. *J. Appl. Phys.* **40**, 720 (1969).
- [14] Н.Р. Иванов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева, С.П. Чумакова, А.В. Гинзберг. *Кристаллография* **47**, 1092 (2002).
- [15] V.Ya. Shur, P.S. Zelenovskiy. *J. Appl. Phys.* **116**, 066802 (2014).
- [16] <https://disk.yandex.ru/i/OtDscGTR130hbw>
- [17] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда*. Наука, М. (1992). 536 с.

Редактор Т.Н. Василевская