

04.2;13.2

Радиационно-индуцированные эффекты в широкозонных диэлектриках

© И.А. Барыков^{1,2}, В.И. Зайцев¹, А.А. Карташов¹, А.А. Самохин¹, И.А. Тараканов³,
В.Е. Черковец¹

¹ Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Троицк, Россия

² Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

³ Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

E-mail: barykov@triniti.ru

Поступило в Редакцию 2 мая 2024 г.

В окончательной редакции 3 июня 2024 г.

Принято к публикации 5 июня 2024 г.

Приводятся результаты исследований эмиссии электронов (фотоэффект) с широкозонного диэлектрика SiO₂ под действием электромагнитного излучения в диапазоне энергий квантов 10–1000 eV. Экспериментальные исследования проводились на установке Ангара-5-1. Показано, что взаимодействие излучения с поверхностью диэлектрика сопровождается электронной эмиссией с диэлектрика и возникновением в диэлектрике электрического поля. Описывается применяемая методика измерений. Экспериментально полученные результаты сравниваются с данными математического моделирования.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, рентгеновское излучение, диэлектрик, поверхность.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.19.58651.19980

Реализация новых технологий, таких как управляемый термоядерный синтез, нанoeлектроника, требует создания источников интенсивных потоков электромагнитного излучения, где часто традиционные методы измерения параметров излучения либо неприменимы, либо слишком сложны. Например, при применении традиционно используемых полупроводниковых детекторов на создание пары носителей заряда (электрон + ион) расходуется всего $\Delta E \sim 1-3$ eV [1]. Цикл экспериментов по взаимодействию тормозного излучения электронного пучка с энергией электронов 300–600 keV с диэлектриками был выполнен в лаборатории Sandia (США). Результаты первых исследований процессов взаимодействия электромагнитного излучения с диэлектриками на установке Ангара-5-1 показали возможность регистрации параметров мегаваттных потоков излучения диэлектрическими детекторами [2]. В настоящей работе приведены результаты дальнейших исследований на образце кварца процессов взаимодействия мягкого рентгеновского излучения с диэлектриками.

Драйвером генерации излучающей плазмы является установка Ангара-5-1, состоящая из восьми мегавольтных генераторов с общей излучающей нагрузкой. Параметры генерируемого излучения определяются конструкцией нагрузки. В исследуемых экспериментах в качестве нагрузки используется сборка коаксиально расположенных тонких металлических проволочек. Под действием мегаамперных токов (3–4 МА) вольфрамовые проволочки ($D \leq 10 \mu\text{m}$) сжимаются к оси, переходя в плазменное состояние, состоящее из свободных электронов и неподвижных ионов, излучающее в течение

10^{-8} s кванты в области энергий 10–1000 eV мощностью 1–2 TW. Интегральный во времени спектр импульса излучения приведен на рис. 1. Излучение с данным спектром имеет весьма малую глубину проникновения в твердый диэлектрик (ослабление интенсивности излучения на глубине в $1 \mu\text{m}$ составляет 95%), и образовавшиеся ионы можно рассматривать как поверхностный заряд. Образцы диэлектриков располагались на расстоянии 2 м от источника, где в максимуме импульса мощность излучения составляла $W = (1-2) \cdot 10^6$ W/cm². Известно [3], что на образование пары электрон–ион в кварце расходуется энергия кванта $\Delta E_1 = 17$ eV. Работа выхода электрона из кварца ΔE_2 составляет около 3 eV. Таким образом, нижняя граница спектра электромагнитного излучения, способная вызвать фотоэмиссию в кварце, составляет $E \sim 20$ eV. Как видно из спектра электромагнитного излучения, данному критерию удовлетворяют все кванты, падающие на диэлектрик. Однако электрическое поле возникающих ионов и поле накопившихся вблизи поверхности электронов особенно при интенсивных потоках радиации значительно купируют данную возможность. Подробное описание данного эффекта приведено в [3].

В настоящей работе приводятся результаты дальнейшего исследования эффектов, возникающих в кварце под действием электромагнитного излучения мегаваттной мощности. Эксперименты проводились с использованием двух методик измерений. В обоих случаях основной экспериментальной измерительной конструкции служил „заземленный“ цилиндрический корпус высокочастотного кабельного разъема РК-50.

На рис. 2, *a* показана одна из конструкций с диэлектриком в качестве чувствительного элемента. Подробнее данный (потенциальный) способ измерения электромагнитного излучения описан в [4]. Рис. 2, *b* демонстрирует соответствующий отклик детектора. Можно видеть идентичность сигналу металлического вторично-эмиссионного датчика установки Ангара-5-1, что свидетельствует о возможности практического применения данного типа детектора для регистрации импульсного рентгеновского излучения высокой мощности [5]. Чувствительность регистрации $K_{hv} \sim 7.5 \text{ V/MW}$. Отметим, что в данном случае отклик формируется не током электронов, а потенциалом образовавшихся ионов (потенциальный тип детектора). Дополнительным достоинством данного типа детектора является то, что в нем отсутствует необходимость в источнике электрического питания. Из рис. 2, *a* можно видеть, что поверхность кристалла покрыта тонким слоем Au (толщиной 300 Å). Назначение покрытия — сбор и передача в нагрузку образовавшихся в результате ионизации диэлектрика электронов. Однако через несколько циклов работы установки было обнаружено, что покрытие испарилось под действием излучения. При этом параметры отклика детектора на поток падающего излучения не изменились. Отбросив механизм сбора электронов по поверхностным уровням кристалла, мы пришли к выводу о наличии существенной вторичной эмиссии с поверхности кристалла.

С целью проверки данного предположения был изготовлен детектор излучения, конструкция которого приведена на рис. 2, *c*. Поскольку наши интересы ограничивались определением величины электронной эмиссии, применение в условиях данной установки широко развитых методов фотоэлектронной спектроскопии мы исключили. К прежней конструкции добавлен дополнительный электрод, на который могло быть подано напряжение до 500 V.

Функциями электрода являлись коллимация падающего потока излучения, сбор и передача в нагрузку тока образовавшихся электронов. Данная конструкция обеспечивает регистрацию электронов, находящихся между дополнительным электродом и диэлектриком, которыми могли быть только эмиссионные электроны. Отклик на падающее излучение представлен на рис. 2, *d*. Полученная чувствительность составляет $K_{hv} \sim 10^{-2} \text{ A/MW}$. Область облучаемой поверхности составляла 0.2 от полной поверхности диэлектрика. При сравнении с импульсом металлического вторично-эмиссионного детектора (рис. 2, *d*), как и для отклика датчика потенциального типа, установлена практически идентичная форма отклика, что позволяет считать правомерным использование данной конструкции датчиков (токовый тип датчиков).

Основным процессом взаимодействия излучаемых квантов (рис. 1) с диэлектриком является фотоионизация, где квант поглощается атомом с переводом атомарного электрона в непрерывный спектр. Так как все процессы развиваются в весьма тонком приповерхностном

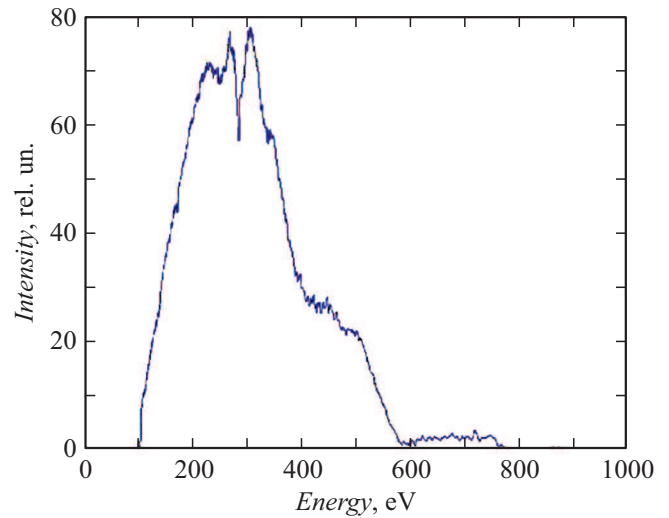


Рис. 1. Интегральный спектр излучения плазменного состояния нагрузки в импульсе на установке Ангара-5-1.

слое диэлектрика ($\sim 10^{-6} \text{ m}$), модель переноса ограничена учетом электронов, вылетевших с поверхности, и расчетом плотности тока в приповерхностном слое.

Движение электронов происходит под действием самосогласованного электрического поля. Для моделирования кинетики электронов необходимо решить нестационарное кинетическое уравнение совместно с полной системой уравнений Максвелла. В кинетическом уравнении можно пренебречь интегралом рассеяния электронов и слагаемым, содержащим полное макроскопическое сечение рассеяния электронов:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}_{\mathbf{r}}(\mathbf{v}f) + e \text{div}_{\mathbf{p}} \left[(\mathbf{E} + [\boldsymbol{\beta}, \mathbf{H}])f \right] = Q(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$$

где $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t, \mathbf{r})$ и $\mathbf{H} = \mathbf{H}(t, \mathbf{r})$ — напряженности электрического и магнитного полей, $Q = Q(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ — источник электронов, выражающий интенсивность их генерации в точке фазового пространства \mathbf{r}, \mathbf{p} . Кинетические уравнения замыкаются уравнениями Максвелла для компонент электромагнитного поля

$$\text{rot } \mathbf{H} = \varepsilon \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\sigma \mathbf{E} + \mathbf{j}),$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\mu \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

$$\mathbf{E}|_{t=0} = \mathbf{H}|_{t=0} = \rho|_{t=0} = 0,$$

где $\mathbf{j} = \mathbf{j}(t, \mathbf{r})$ — плотность электрического тока, определяемая потоком частиц в межэлектродном зазоре и током в приповерхностной зоне диэлектрика.

Граничные условия определяются цилиндрической конструкцией потенциального детектора: потенциал дна цилиндра определяет сумма поля ионов на поверхности диэлектрика и электрического поля облака электронов вблизи поверхности диэлектрика, стенки цилиндра заземлены (нулевой потенциал). Потенциал кол-

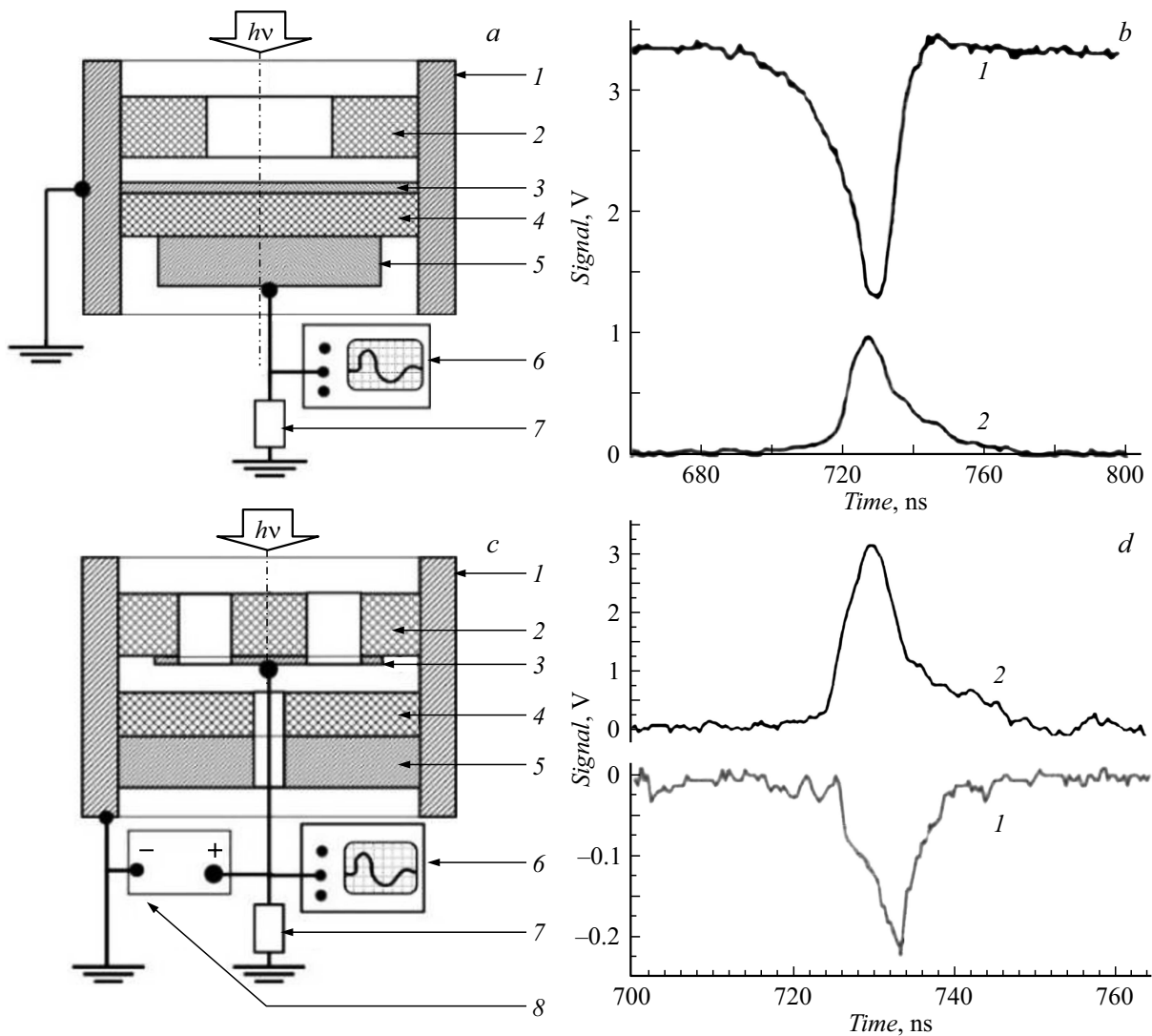


Рис. 2. *a* — схема потенциального диэлектрического детектора. 1 — корпус датчика (металлический цилиндр), 2 — коллиматор, 3 — входное металлическое (Au) покрытие, 4 — диэлектрик, 5 — металлическая подложка, 6 — осциллограф, 7 — нагрузочное сопротивление (50 Ω). *b* — регистрируемый сигнал потенциального диэлектрического детектора. 1 — отклик диэлектрического потенциального детектора, 2 — отклик вторично-эмиссионного металлического детектора. *c* — схема токового диэлектрического детектора. 1 — корпус датчика (металлический цилиндр), 2 — коллиматор, 3 — металлическое покрытие, 4 — диэлектрик (диаметр 18 mm), 5 — металлическая подложка, 6 — осциллограф, 7 — нагрузочное сопротивление (50 Ω), 8 — источник питания. *d* — регистрируемый сигнал токового диэлектрического детектора. 1 — отклик токового диэлектрического детектора, 2 — отклик вторично-эмиссионного металлического детектора.

лиматора определяется величиной напряжения, выделяющегося на нагрузочном сопротивлении. При воздействии фотонов плазмы (мощность потока фотонов $\sim 6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) на установке Ангара-5-1 из поверхности диэлектрика выбиваются фотоэлектроны. Образованные электроны генерируют нормальную к поверхности диэлектрика компоненту плотности тока, порождающее электрическое поле, которое наряду с полем ионизированных ионов тормозит фотоэмиссионные электроны. Поле достигает довольно больших значений (порядка 45 kV/m) уже в первые 5 ns с момента начала импульса рентгеновского излучения. Этого поля достаточно для остановки фотоэлектронов с энергией

100 eV вблизи поверхности диэлектрика на расстоянии менее 500 μm. Максимальная напряженность запирающего электрического поля в диэлектрике составляет порядка 4.5 kV/cm.

Ток, измеренный в эксперименте, сравнивался с расчетной плотностью тока по эквивалентному проводнику. По закону Ома с учетом площади поперечного сечения и конечной проводимости провода рассчитывался ток. На рис. 3 представлено сравнение полученного экспериментально и рассчитанного тока (при напряжении 100 V, как в эксперименте, и при 0 V). Наблюдается весьма удовлетворительное совпадение в области максимальных значений потока рентгеновского излучения.

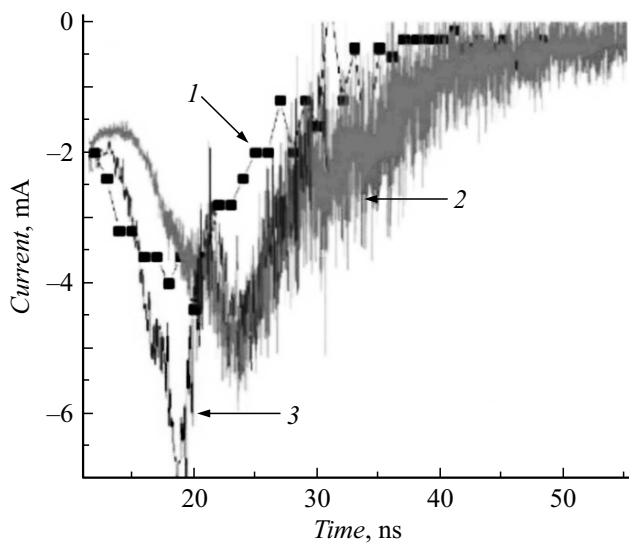


Рис. 3. Сравнение временных зависимостей измеренного в эксперименте и расчетного тока. 1 — экспериментальный ток, 2 — расчетный ток без напряжения, 3 — расчетный ток для напряжения 100 V.

Перечислим основные результаты данного исследования.

1. Показано, что при взаимодействии мягкого рентгеновского излучения с диэлектрическими структурами генерируются самосогласованные электрические поля.

2. Установлено, что основным механизмом формирования электрических полей является фотоэлектронная эмиссия.

3. Разработаны и экспериментально испытаны в области мягкого рентгеновского излучения два типа диэлектрических детекторов (потенциальный и токовый).

4. Разработана математическая модель расчета радиационно-стимулированных процессов в диэлектриках и окружающей среде, результаты применения которой совпадают с экспериментальными данными.

Отметим, что, поскольку используемое в эксперименте излучение по спектральному составу близко к излучению Солнца во время „солнечных бурь“, когда мягкое рентгеновское излучение возрастает на порядки, учет подобных эффектов необходим в космической практике.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.К. Акимов, А.И. Калинин, В.Р. Кушнирук, Х. Юнгклауссен, *Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение* (Атомиздат, М., 1967).
- [2] В.И. Зайцев, И.А. Барыков, А.В. Карташов, О.В. Терентьев, Н.Б. Родионов, *Письма в ЖТФ*, **42** (22), 72 (2016). DOI: 10.21883/pjtf.2016.22.43941.16377 [V.I. Zaitsev, I.A. Barykov, A.V. Kartashov, O.V. Terent'ev,

N.B. Rodionov, *Tech. Phys. Lett.*, **42**, 1134 (2016). DOI: 10.1134/S1063785016110225].

- [3] И.А. Барыков, И.Ю. Вичев, Ю.А. Волков, В.И. Зайцев, Н.В. Заложный, В.М. Каневский, И.А. Тараканов, В.А. Федоров, *Математическая модель радиационно-индуцированной проводимости в кварце при воздействии мощного рентгеновского излучения*, препринт № 18 (ИПМ им. М.В. Келдыша, 2021). DOI: 10.20948/prepr-2021-18

- [4] I.A. Barykov, A.N. Gritsuk, S.A. Danko, V.I. Zaitsev, A.V. Kartashov, S.A. Meshchaninov, N.B. Rodionov, O.V. Terentev, *Phys. Atom. Nucl.*, **82** (7), 1072 (2019). DOI: 10.1134/S1063778819070032

- [5] И.А. Барыков, И.Ю. Вичев, В.И. Зайцев, В.М. Каневский, И.А. Тараканов, В.А. Федоров, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, № 9, 27 (2022). DOI: 10.31857/S1028096022090023 [I.A. Barykov, I.Yu. Vichev, V.I. Zaitsev, V.M. Kanevsky, I.A. Tarakanov, V.A. Fedorov, *Surf. Investig.*, **16**, 693 (2022). DOI: 10.1134/S1027451022050020].