

УДК 533.9.082

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*И.А. Барыков¹, А.Н. Грицук¹, С.А. Данько^{1, 2}, В.И. Зайцев¹, А.В. Карташов¹, С.А. Мещанинов¹,
Н.Б. Родионов¹, О.В. Терентьев¹*

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул., Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В инерциальном термоядерном синтезе, где импульсная мощность излучения плазмы мишени достигает 10^{13} — 10^{14} Вт, высокая чувствительность традиционных методов диагностики становится препятствием к их применению. Различные способы ослабления интенсивности падающего потока излучения либо искажают его характеристики, либо слишком сложны. В статье представлены результаты исследований детектора нового типа на установке Ангара 5-1, где в качестве чувствительного элемента используется кварцевое стекло. Экспериментально показано, что чувствительность детектора составляет ~ 2 В/(МВт/см²), разрешение во времени составляет ~ 1 нс. Рассматривается механизм формирования сигнала отклика, где существенной является температура образовавшихся под действием излучения электронов.

Ключевые слова: Z-пинч, рентгеновское излучение, детекторы, диэлектрик, оптическое стекло.

DIELECTRIC DETECTOR OF INTENSIVE FLOWS OF X-RAY RADIATION

I.A. Barykov¹, A.N. Gritsuk¹, S.A. Dan`ko^{1, 2}, V.I. Zaitsev¹, A.V. Kartashov¹, S.A. Meshchaninov¹, N.B. Rodionov¹, O.V. Terent`ev¹

¹SSC RF TRINITY, Moscow, Troitsk, Russia

²NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

In inertial fusion, where the pulsed radiation power of the target plasma reaches 10^{13} — 10^{14} W, the high sensitivity of traditional diagnostic methods becomes an obstacle to their application. Different methods of attenuation of the incident radiation flux intensity either distort its characteristics or are too complicated. The paper presents the results obtained at the Angara-5-1, a new type of detector research, where quartz glass is used as a sensing element. It is shown experimentally that the detector sensitivity is ~ 2 V/(MW·cm²), the resolution in time ~ 1 ns. The mechanism of the response signal formation, where the temperature of electrons is essential, is considered.

Key words: Z-pinch, X-ray, detectors, dielectric, optical glass.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-1-70-74

ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях инерциального синтеза, где при сжатии термоядерных мишеней характерное время процессов составляет 10^{-8} — 10^{-9} с, а импульсная мощность возникающего излучения плазмы достигает 10^{14} Вт, измерение динамики излучения плазмы становится весьма непростой задачей. Использование для измерений традиционных полупроводниковых детекторов [1], расположенных на разумных расстояниях от термоядерной мишени, исключается вследствие их слишком высокой чувствительности. Так, например, полупроводниковый детектор для корректных измерений на установке Z (мощность 200 ТВт, Сандия, США) нужно отнести в вакууме от мишени на расстояние ~ 300 м. Применение фильтров, ослабляющих интенсивность потока излучения, искажает спектральный состав потока излучения, что не позволяет сопоставить результат измерения с параметрами излучающей плазмы. Известны ахроматические методы ослабления интенсивности излучения. В качестве примеров можно привести многодырчатые дифракционные ослабители [2] и отражатели от сферической поверхности [3]. Однако конструктивная сложность данных методик может затруднить их применение на крупных термоядерных установках.

Обычно на установках инерциального термоядерного синтеза для рутинных измерений мощных потоков рентгеновского излучения используются вторично-эмиссионные детекторы, чувствительность которых варьируется изменением материала катода [4]. Реализация данной диагностической методики требует:

- вакуумных условий;
- наличия в измерительной схеме источника высокого напряжения;

— учёта зависимости эмиссионного отклика от энергии квантов измеряемого излучения и состояния эмитирующей поверхности, которая достаточно быстро модифицируется при высокой мощности измеряемых потоков излучения.

С целью расширения диагностических возможностей в данной экспериментальной области было предложено применить в качестве чувствительных элементов детекторов излучения диэлектрики. Основанием для этого служил экспериментально установленный факт необходимости значительно большей энергии, требующейся для образования в диэлектриках свободных носителей заряда. Например, в [5] показано, что для образования пары носителей заряда в аморфном SiO_2 требуется 150 эВ поглощённой энергии. В настоящей статье описывается полученный на термоядерной установке Ангара-5-1 опыт применения диэлектриков в качестве чувствительных элементов детекторов интенсивных потоков рентгеновского излучения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились на установке Ангара-5-1, где Z-пинч с токами 3—4 МА является источником рентгеновского излучения мощностью до 10^{14} Вт. Спектральный состав излучения определяется типом нагрузки. Измерения проводились с нагрузками в виде цилиндрических лайнеров, образованных из 40 W-проволок диаметром 6—7 мкм, расположенных на диаметре 12 мм. Измерения показали, что такая нагрузка обеспечивает Z-пинч, на конечном этапе сжатия нагрузки образуется плазма, являющаяся импульсным источником излучения с параметрами: длительность на полувысоте 10 нс, пиковая мощность в месте расположения детекторов $(1—5)10^6$ Вт/см², спектральный состав излучения находится в диапазоне энергии квантов 25—1000 эВ [6]. Чувствительным элементом детектора служит пластинка аморфного стекла КУ1 (толщина 0,5 мм, диаметр 1 см), где практически полное поглощение излучения с данным спектральным составом происходит на глубине $\Delta L \sim 1$ мкм. Измерительная схема показана на рис. 1.

С обеих сторон на поверхность стекла напылены металлические контактные покрытия. Входное покрытие 1 имеет надёжный контакт с корпусом установки. Сигнал отклика, возникающий на тыльном покрытии 2, поступает на вход осциллографа через коаксиальный кабель РК-50 длиной ~100 м. Применялись два материала (Al, Au) для создания контактных покрытий, удельные сопротивления которых близки и составляют $\rho \sim 2 \cdot 10^{-6}$ Ом·см. Измерения проводились на расстоянии 2 м от мишени, где интенсивность падающего потока составляла ~ 2 МВт/см², что вызывало сигнал отклика амплитудой $U \sim 4$ В. Рассмотрим конструктивные детали, влияющие на характеристики детектора.

Толщина входного покрытия h (см. рис. 1) должна удовлетворять следующим требованиям:

— иметь достаточно малое омическое сопротивление с тем, чтобы пренебречь потенциалом, возникающим под действием радиальных токов;

— обладать достаточной прозрачностью, чтобы значительно не исказить спектральные характеристики регистрируемого излучения.

Геометрия покрытия показана на рис. 2. Считая, что образующиеся под действием излучения носители зарядов равномерно распределены по

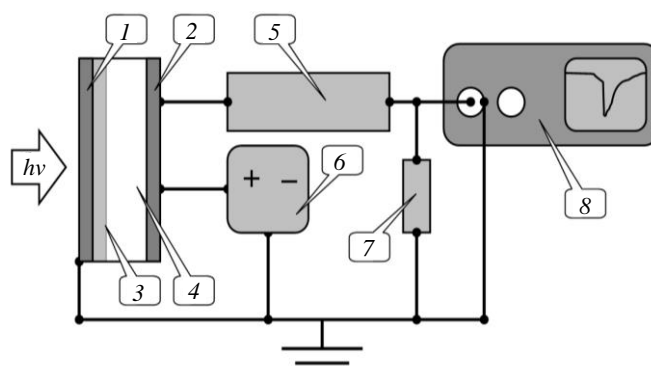


Рис. 1. Измерительная схема: 1 — входное контактное Al-покрытие (толщина 30 нм); 2 — сигнальное контактное Al-покрытие (толщина 30 нм); 3 — область поглощения излучения в диэлектрике; 4 — диэлектрик (толщина 0,5 мм); 5 — передающий коаксиальный кабель РК-50; 6 — источник питания; 7 — согласующее сопротивление 50 Ω; 8 — осциллограф TDS 2024

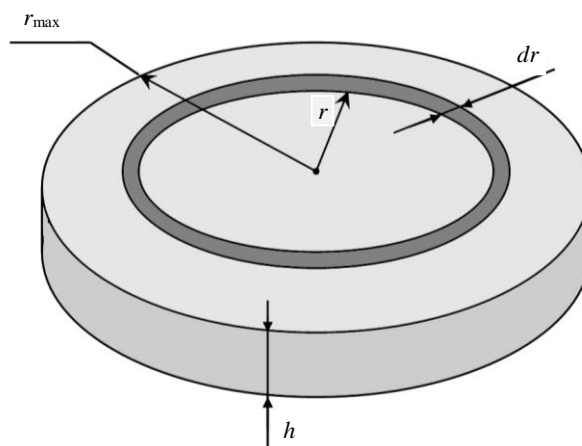


Рис. 2. Типичная геометрия входного контактного покрытия: $r_{\max} = 0,5$ см; $h = 30$ нм; материал Al, Au

поверхности детектора, разность потенциалов, возникающую под действием радиальных токов, текущих по поверхности покрытия на «заземлённый» корпус детектора, можно записать в виде

$$\Delta U = \int_0^{r_{\max}} R(r)J(r)dr = \int_0^{r_{\max}} \frac{\rho}{2\pi hr} \sigma W \pi r^2 dr = \frac{\sigma \rho W r_{\max}^2}{4h}, \text{ где } R(r) = \frac{\rho dr}{2\pi rh}$$

ных радиусах детектора; ρ — удельное сопротивление; h, r — толщина и текущий радиус покрытия; $J(r) = \sigma W \pi r^2$ — радиальный ток по покрытию детектора; σ — чувствительность детектора, $A/(MВт/см^2)$; W — мощность падающего излучения, $MВт/см^2$.

С учётом сопротивления нагрузки 50 Ом экспериментально полученное значение чувствительности детектора составляет $\sigma = 2 \text{ В}/(\text{Вт}/\text{см}^2) \Leftrightarrow 4 \cdot 10^{-2} \text{ А}/(\text{Вт}/\text{см}^2)$. Подставляя параметры контактного покрытия ($h = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $r_{\max} = 0,5 \text{ см}$, $\rho = 2 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$), имеем при падающем потоке радиации $1 \text{ МВт}/\text{см}^2$ падение напряжения на контактном покрытии $\Delta U = (4 \cdot 10^{-2})(2 \cdot 10^{-6})(0,25/(4 \cdot 3 \cdot 10^{-6})) \sim 0,17 \cdot 10^{-2} \text{ В}$, что оставляет достаточную свободу в выборе толщины и материала входного покрытия. Однако при регистрации излучения с малой энергией квантов ($E_{hv} < 200 \text{ эВ}$) возникают ограничения сверху на толщину покрытия, связанные с фильтрацией малоэнергетичных квантов при прохождении покрытия. В качестве примера на рис. 3 представлена зависимость прохождения излучения через слой Al в области энергии квантов до 1000 эВ [7].

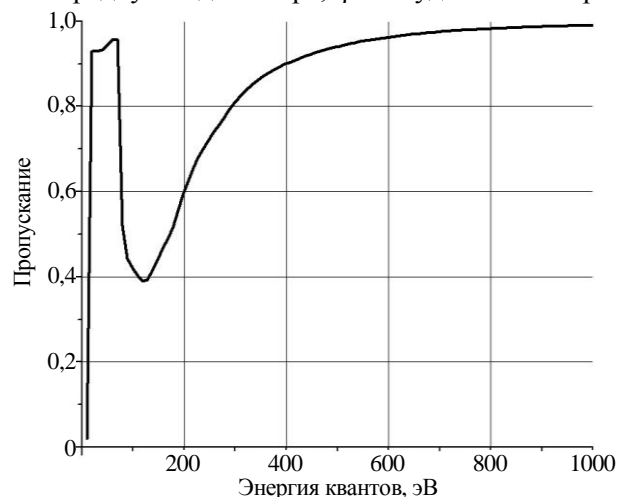


Рис. 3. Прозрачность слоя Al толщиной 30 нм в области энергии квантов $h\nu < 1000 \text{ эВ}$ [7]



Рис. 4. Фотография диэлектрического детектора

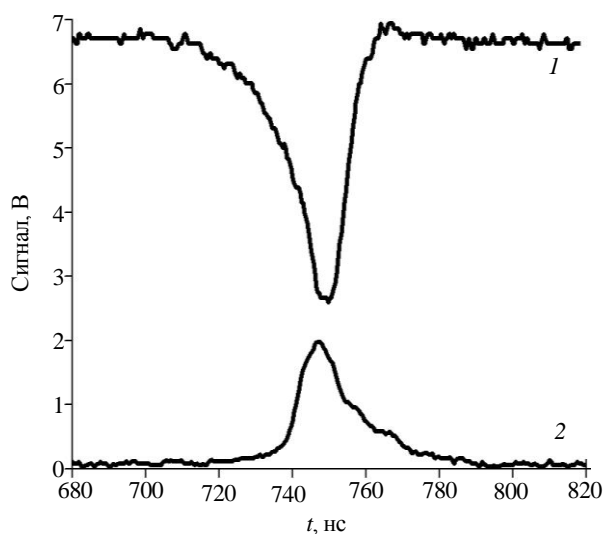


Рис. 5. Сигналы различных детекторов излучения (мощность $\sim 2 \text{ МВт}/\text{см}^2$): 1 — диэлектрический датчик (стекло КУ1); 2 — вторично-эмиссионный датчик

Сигналы, полученные с помощью двух типов датчиков (диэлектрического и вторично-эмиссионного), показаны на рис. 5. Так как длительность сигналов примерно одинаковая, разрешение во времени вторично-эмиссионного детектора составляет $\sim 10^{-9}$, можно сделать вывод о наносекундном ($\Delta t \sim 1 \text{ нс}$) временном разрешении диэлектрического детектора. Некоторое отличие в форме приведённых сигналов может быть отнесено к различию в спектральных характеристиках.

Измерение влияния приложенного к чувствительному элементу напряжения в пределах $\Delta U = 0—50 \text{ В}$ показало, что основная доля сигнала соответствует отклику детектора при начальном нулевом электрическом поле в диэлектрике. Данное обстоятельство определяет возможность во многих случаях исключить источник питания из схемы измерений. Чувствительность детектора в таком режиме для данного диапазона энергии квантов составляет $\sim 2 \text{ В}/(\text{МВт}/\text{см}^2)$.

Факт генерации гальванического отклика детектора на приходящий импульс излучения и отрицательная полярность сигнала дают основание предположить образо-

вание положительного заряда в области поглощения, что возможно, когда поглощение излучения сопровождается быстрым дрейфом образующихся «горячих» электронов [7] в сторону заземлённого металлического покрытия. Приведём некоторые оценки.

Поглощаемой в детекторе мощности излучения W соответствует образование заряда свободных носителей $Q_e = \frac{W\tau}{\Delta E}$, где τ — длительность импульса излучения.

Определяя среднюю глубину поглощения излучения в диэлектрике как $\Delta L/2$, для оценки плотности возникающих в диэлектрике носителей n_d имеем

$$n_d \sim \frac{2Q_e}{eS\Delta L} = 1,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

где Q — полный заряд образовавшихся свободных электронов; e — заряд электронов; S , ΔL — площадь детектора и глубина поглощения излучения.

Так как плотность свободных электронов в Al при комнатной температуре $n_{Al} \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, то, следовательно, градиент электронной плотности не может быть причиной диффузии электронов из диэлектрика в металл покрытия, т.е. обычного процесса контактной разности потенциалов. Обратимся к известному выражению для контактной разности потенциалов

$$e\varphi = kT \ln \frac{n_1}{n_2},$$

полученному для одинаковой температуры контактирующих материалов. Очевидно, что, применяя для объяснения наблюдающегося эффекта данную формулу, мы получаем завышенное значение необходимой температуры свободных электронов в диэлектрике. Более строгий анализ должен включать кинетику образования и гибели образующихся электронов.

Используя приведённое на рис. 5 значение сигнала $U = \varphi = 4 \text{ В}$, получаем для данного эксперимента оценку необходимой температуры электронов в диэлектрике:

$$T [K] \sim \frac{e\varphi}{k \ln \frac{n_{Al}}{n_d}} \sim \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{(1,3 \cdot 10^{-23})8,6} \varphi \Rightarrow T = \frac{\varphi}{7,5},$$

где T в эВ, $\varphi = U$ в В, т.е. в данном эксперименте наблюдаемый гальванический эффект может быть обеспечен температурной разницей образовавшегося электронного облака $T \sim 0,5 \text{ эВ}$ и свободных электронов в металле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты дают основание утверждать, что диэлектрические детекторы рентгеновского излучения могут успешно применяться во многих исследованиях для измерения ионизирующих излучений высокой мощности. Сравнение с другими диагностическими методами показывает следующее:

- уровень чувствительности расположен в на несколько порядков более высокой области интенсивностей излучений по сравнению с полупроводниковыми методами измерений, что позволяет их применение непосредственно вблизи интенсивных источников;
- наносекундное разрешение во времени позволяет применение СП во многих областях исследований, например, в термоядерном синтезе;
- отсутствие внешнего источника питания значительно упрощает измерительную схему по сравнению с другими диагностическими методами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://optodiode.com/products.html>.
2. **Bryzgunov V.A., Dan'ko S.A.** Calculation of a system based on a multihole diaphragm for achromatic attenuation of soft x-rays. — *Instruments and Experimental Techniques*, 2010, vol. 53, № 6, p. 877—882; <https://link.springer.com/article/10.1134/S0020441210060205>.
3. **Брызгунов В.А., Данько С.А.** Широкодиапазонный ослабитель потока рентгеновского излучения на основе сферического зеркала. — *Успехи прикладной физики*, 2013, т. 1, № 6, с. 676; <http://advance.orion-ir.ru/UPF-13/6/UPF-1-6-676.pdf>.
4. **Kornblum H.N., Slivinsky U.W.** Flat-response, subkilolectronvolt x-ray detector with a subnanosecond time response. — *Rev. Sci. Instr.*, 1978, vol. 49, № 8, p. 1204—1206; <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1135548>.

5. **Hugles R.C.** Charge-carrier transport phenomena in amorphous SiO₂: direct measurement of the drift mobility and lifetime. — *Phys. Rev. Lett.*, 1973, vol. 30, № 26, p. 1333—1336; <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.30.1333>.
6. **Болдарев А.С., Болховитинов Е.А., Вичев И.Ю., Волков Г.С., Гасилов В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Данько С.А., Зайцев В.И., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Ольховская О.Г., Рупасов А.А., Федулов М.В., Шиканов А.С.** Методы и результаты исследований спектров излучения мегаамперных Z-пинчей на установке Ангара-5-1. — *Физика плазмы*, 2015, т. 41, № 2, с. 105; <http://naukarus.com/metody-i-rezultaty-issledovaniy-spektrov-izlucheniya-megaampernih-z-pinchey-na-ustanovke-angara-5-1>.
7. <http://henke.lbl.gov/tmp/xray1462.html>.
8. **Zaitsev V.I., Barykov I.A., Kartashov A.V., Terent'ev O.V., Rodionov N.B.** The radiation-induced galvanic effect at a metal–dielectric interface. — *Technical Physics Letters*, 2016, vol. 42, № 11, p. 1134—1136; <http://link.springer.com/article/10.1134/S1063785016110225>.



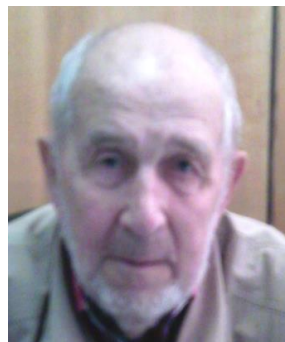
Иван Анатольевич Барыков, м.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Аркадий Николаевич Грицук, к.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Сергей Александрович Данько, д.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия; начальник лаборатории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Владимир Иванович Зайцев, д. техн. н., главный научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
vzaitsev@triniti.ru



Александр Владимирович Карташев, ведущий инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Сергей Анатольевич Мещанинов, к.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Олег Васильевич Терентьев, ведущий инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Николай Борисович Родионов, начальник лаборатории, д.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия

Статья поступила в редакцию 14 июля 2017 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 1, с. 70—74.