

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ ФОТОКАТОДА ХРОНОГРАФИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

А. Ю. Соколов, А. В. Снахов, П. И. Коновалов

ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова», Москва

Хронографические электронно-оптические преобразователи (ЭОП) предназначены для регистрации быстропротекающих процессов в составе электронно-оптических регистраторов, стоимость которых, в зависимости от характеристик, производителя и страны происхождения, колеблется от пяти до нескольких десятков миллионов рублей. При этом ресурс изделия определяется ресурсом его основного элемента – хронографического ЭОП, который для металлокерамических приборов ВНИИА составляет всего 500–600 часов работы. За это время происходит снижение чувствительности фотокатода ЭОП до 10 % от своего начального значения [1]. Одной из причин этого процесса является бомбардировка фотокатода ионами, образованными в объеме ЭОП при неупругом взаимодействии фотоэлектронов с атомами остаточного газа [2, 3].

Эксперимент по сравнительной наработке хронографического ЭОП в статическом и импульсном режимах включения [4], показывает, что в импульсном режиме, в отличие от статического, не происходит снижения чувствительности фотокатода ЭОП (рис. 1). Мы предполагаем, что данный факт обусловлен снижением ионной бомбардировки фотокатода за счет синхронизации импульсного излучения с затворным электрическим импульсом на фотокатод, в результате которого фотоэлектроны свободно проходят электронно-оптическую систему (ЭОС) прибора, а большая часть ионов задерживается ускоряющей сеткой ЭОП (рис. 2). При этом на основе экспериментальных данных не удалось установить, оптимален ли режим питания, а также, какая часть ионов, и с какой энергией бомбардировали фотокатод в ходе импульсного питания. Поэтому невозможно было использовать полученные результаты для определения оптимальных параметров импульсного включения хронографических ЭОП, рабочее напряжение питания которых отличается от напряжения ЭОП, участвующего в эксперименте.

При подготовке к данному эксперименту были определены параметры импульсного питания. Для этого методом конечных элементов в среде COMSOL были проведены расчет ЭОС прибора и моделирование движения в нем электронов e^- , эмитированных с различных точек фотокатода [5]. В результате расчета получены значения потенциалов электрического поля φ во всех узлах расчетной сетки и параметры каждого фотоэлектрона на i -м шаге расчета их траектории. Параметры каждого электрона выводились

в виде массива данных, который состоит из i строк и пяти столбцов со значениями: координаты x_i, y_i, z_i электрона на i -ом шаге, времени его пролета от точки вылета до данной координаты t_i и энергии электрона W_i на данной координате.

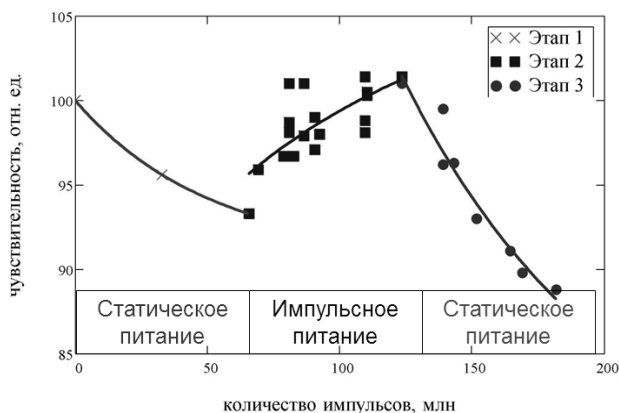


Рис. 1. Изменение чувствительности фотокатода в ходе эксперимента

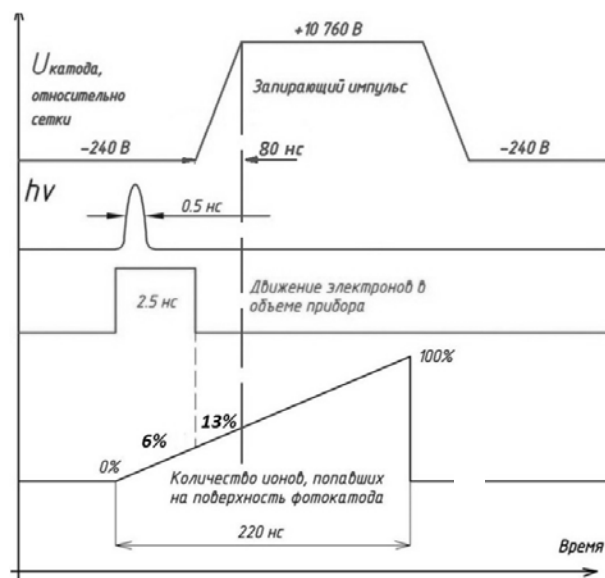


Рис. 2. Диаграмма процессов при импульсном питании прибора

В результате расчета получено, что максимальный разброс времени пролета электронов t_i составляет менее 0,12 %, а энергии W_i – менее 4 %. Следовательно, эти параметры слабо зависят от координаты

точки вылета e^- с фотокатода. Также для e^- , вылетевшего из начала системы координат O (совпадает с центром фотокатода), все значения координат y_i, z_i много меньше z_i . То есть он движется практически вдоль оптической оси прибора OZ . Поэтому в дальнейших расчетах использовались только z_i, t_i, W_i для такого фотоэлектрона и значения потенциалов Φ_i в узлах расчетной сетки с координатой $(0, 0, z_i)$.

В ходе эксперимента фотокатод ЭОП засвечивался лазерным импульсом с длительностью $t_{hv} = 0,5$ нс и эмитировал электроны. Для того чтобы все e^- прошли ЭОС прибора без искажения своей траектории, затворный импульс в ходе наработки ЭОП прикладывался со сдвигом относительно окончания засветки фотокатода. Сдвиг осуществлялся на время t_{op} , за которое e^- пройдет ЭОС прибора, t_{op} равно расчетному времени пролета e^- от центра фотокатода до анодной диафрагмы (t_i на координате $z_i = 80$ мм): $t_{op} = 2,0$ нс.

Во время пролета в объеме ЭОП e^- могут сталкиваться с нейтральными атомами остаточного газа и ионизировать их. Образованные ионы ускоряются электрическим полем ЭОС прибора в сторону фотокатода и бомбардируют его. Приложение импульса напряжения обратной полярности между фотокатодом и сеткой позволяет затормозить часть ионов в этом промежутке. В ходе эксперимента использовался такой затворный импульс, причем сетка оставалась под своим потенциалом Φ_{grid} , а на фотокатод подавался импульс $\Phi_{ph}(t)$. Он имел прямоугольную форму с длительностью T более 220 нс, амплитудой $U_{max} = 11$ кВ и фронтом нарастания $t_{front} = 80$ нс.

Длительность затворного импульса t_{pulse} определялась, исходя из следующего критерия:

$$t_{pulse} > \max(t_i), \quad (1)$$

где $\max(t_i)$ – время пролета e^- от центра фотокатода до экрана.

Амплитуда затворного импульса выбиралась равной значению максимальной энергии W_{max} , которую ион может набрать в ходе пролета ЭОС прибора. Оно равно наибольшей разнице потенциалов в ЭОС прибора:

$$W_{max} = eU_{max} = e|\Phi_{ph0} - \Phi_a|, \quad (2)$$

где e – элементарный заряд; Φ_{ph0} – потенциал на фотокатод до запуска затворного импульса; Φ_a – потенциал анода ЭОП.

Длительность фронта нарастания импульса t_{front} была выбрана, исходя из следующих рассуждений. До подачи затворного импульса e^- пройдет ЭОС и создаст N ионов в объеме ЭОП. Потенциал электрического поля Φ изменяется монотонно вдоль оси OZ . Каждому расчетному шагу электрона z_i соответствует свое значение Φ_i и координата z_i , в которой может образоваться ион. Определим время движения иона T_i , рожденного в точке z_i до сетки z_{grid} , исходя

из допущения, что он движется в однородном электрическом поле с величиной напряженности E_i :

$$E_i = \left| \frac{\Phi_i - \Phi_{grid}}{z_i - z_{grid}} \right|. \quad (3)$$

В таком случае, решая уравнение движения иона с массой M и с нулевой начальной скоростью, получим:

$$M \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = q|\vec{E}_i|; \quad (4)$$

$$T_i = \frac{2M(z_i - z_{grid})}{q|\vec{E}_i|}. \quad (5)$$

В допущении движения иона в однородном электрическом поле, его энергия W_{grid_i} в момент пересечения сетки T_i будет равна разнице потенциалов в точке его рождения Φ_i и потенциала сетки

$$W_{grid_i} = e|\Phi_{grid} - \Phi_i|. \quad (6)$$

Предположим, что фронт импульса на фотокатод $\Phi_{ph}(t)$ нарастает линейно, тогда скорость этого процесса $C_f = \frac{\Phi_{ph}(t)}{t}$. Для того чтобы затормозить ион, пересекающий сетку в момент времени T_i , необходимо приложить на промежутке фотокатод-сетка тормозящее поле, которое совершит над ним работу A_i , большую энергии иона W_{grid_i} .

$$A_i = e(\Phi_{ph}(T_i) - \Phi_{grid}) > W_{grid_i}. \quad (7)$$

Таким образом, получаем условие для значения C_f :

$$C_f > \max\left(\frac{W_{grid_i} + e\Phi_{grid}}{eT_i}\right). \quad (8)$$

Длительность фронта нарастания импульса t_{front} определяется из условия:

$$W_{max} = t_{front} C_f. \quad (9)$$

Для условий эксперимента имеем $W_{max} = 11$ кэВ; $t_{front} = 80$ нс. Последний параметр определен с учетом того, что фотокатод бомбардируется самыми «быстрыми» частицами – ионами водорода H^+ с соответствующей массой M_{H^+} .

Используемый способ определения параметров затворного импульса не учитывал влияния неравномерности электрического поля ЭОП на движение ионов, а, следовательно, различное приращение их скорости и энергии на участках своей траектории. Такой способ оценки задавал повышенные требования к затворному импульсу, что, с одной стороны, гарантировало его эффективность, а с другой – накладывало предельно жесткие требования к аппаратуре, генерирующей такой импульс.

Проведенная оценка основана на большом количестве допущений и является слишком упрощен-

ной, из нее невозможно достоверно определить, какая именно часть ионов и с какой энергией бомбардировали фотокатод в ходе импульсного питания. Поэтому полученные результаты нельзя применять для определения оптимальных параметров импульсного включения хронографических ЭОП, рабочее напряжение питания которых отличается от напряжения ЭОП, участвующего в эксперименте. Так, если провести оценку параметров затворного импульса при увеличенном потенциале на сетке, возрастет энергия ионов, бомбардирующих фотокатод в режиме импульсного включения ЭОП, а требования к параметрам импульса станут еще жестче.

Самым грубым допущением в описанной выше оценке параметров импульсного питания является предположение о том, что ион движется в однородном электрическом поле. Оно было сделано из-за того, что полноценное моделирование процесса ионной бомбардировки стандартными средствами среды Comsol являет практически невыполнимой задачей. Для e^- мы имеем рассчитанные методом конечных элементов значения z_i , t_i и W_i . Соответственно имеется i возможных точек рождения ионов в координате z_i , и во время t_i . Затем необходимо рассчитывать пролет ионов до фотокатода от всех возможных этих точек, с учетом сдвига по времени их образования. В среде Comsol стандартными средствами невозможно выполнить одновременное моделирование такой задачи. Необходимо проводить i отдельных расчетов. Более того, пакет Comsol, в котором моделируется движение заряженной частицы, не позволяет учитывать изменение электрического поля во времени. В связи с этим, нами разработан алгоритм моделирования ионной бомбардировки фотокатода хронографических ЭОП в статическом и импульсном режимах питания прибора, позволяющий решить эти проблемы.

Данный алгоритм использует среду COMSOL для расчета ЭОС прибора и моделирования движения в нем e^- , эмитированного с центра фотокатода. То есть, как и было описано выше, решается одномерная задача движения e^- . В результате определяются параметры e^- : z_i , t_i , W_i , а также значения потенциалов ϕ_i в узлах расчетной сетки с координатой $(0, 0, z_i)$.

Полученный массив данных используется для решения одномерной задачи движения групп ионов, образованных на i -м шаге расчета траектории e^- . Соответствующая группа ионов обозначается индексом i . При этом время образования i -й группы ионов равно t_i , а координата – z_i . После образования, группа ионов движется в направлении к фотокатоду вдоль оси OZ. Ее траектория состоит из i отрезков, границы которых совпадают с узлами расчетной сетки. Вводится счетчик j узлов расчетной сетки, которые проходит ион, так что $j \in [0, i]$, при $j = 0$ происходит образование группы ионов, при $j = i$ ионы сталкиваются с фотокатодом.

В случае статического режима включения ЭОП ускорение ионов на j -м шаге расчета a_j является кон-

стантой и определяется напряженностью поля, в котором движется ион $\overline{E_i}$. Методом рекурсии решается набор дифференциальных уравнений движения группы ионов на $j \in [0, i]$ отрезках своей траектории:

$$M \frac{\partial^2 z_j}{\partial t_j^2} = q \overline{E_i}, \quad (10)$$

где q – заряд иона.

Определенные в ходе решения времена пролета j -го отрезка группой ионов T_j и их конечные скорости на каждом отрезке V_j используются в качестве начальных условий для следующего шага расчета.

Полученные решения суммируются и, таким образом, для каждой i -группы ионов определяется время их прилета на фотокатод T_i и энергия, с которой они его бомбардируют E_{k_i} :

$$T_i = \sum_{j=0}^{j=i} T_j; \quad (11)$$

$$E_{k_i} = \frac{M V_i^2}{2}. \quad (12)$$

В случае импульсного питания ЭОП, в момент времени t_{op} на фотокатод ЭОП подается положительный потенциал $\phi_{ph}(t)$, который описывается функцией

$$\phi_{ph}(t) = \begin{cases} \phi_{ph0} & \text{при } 0 \leq t < t_{op} + t_{hv} \\ \phi_{ph} C_f (t - t_{op} - t_{hv}) & \text{при } t_{op} + t_{hv} \leq t < t_{front} \\ \phi_a & \text{при } t_{front} < t \leq t_{pulse} \end{cases} \quad (13)$$

За $t = 0$ принимается время начала засветки фотокатода (с учетом допущения, что все e^- эмитируются одновременно при $t = 0$).

Во временном интервале $0 < t \leq t_{op} + t_{hv}$ движение ионов описывается так же, как в случае статического питания.

При $t_{op} + t_{hv} \leq t < t_{front}$ в области ЭОП между фотокатодом и сеткой, будет происходить изменение электрического поля по закону:

$$\begin{aligned} \left| \overline{E}_{ph-grid} \right| (t) &= \frac{U_{ph-grid}(t)}{z_{grid} - z_{ph}} = \\ &= \frac{\phi_{ph} + C_f (t - t_{op} - t_{hv}) - \phi_{grid}}{z_{grid} - z_{ph}}. \end{aligned} \quad (14)$$

В это время в области ЭОП между ускоряющей сеткой и анодом, электрическое поле будет оставаться постоянным. Поэтому уравнения движения ионов в ней будут решаться так же, как и для статического режима включения ЭОП.

Для того чтобы определить количество и энергию ионов, дошедших до фотокатода в интервале времени $t \geq t_{op} + t_{hv}$ методом рекурсии решается набор дифференциальных уравнений (10) с учетом того, что в тот момент, когда группа ионов пересекает

сетку $z_j < z_{grid}$, на них начинает действовать изменяющееся во времени электрическое поле (14). Из условия $V_j = 0$ определяются координаты точки останова ионов таким полем $z_j(t_{stop})$.

Для тех групп ионов, которые прошли до поверхности фотокатода, выполняется неравенство $z_j(t_{stop}) \leq 0$. Для этих групп из условия $z_j = 0$, определяется время их движения до поверхности фотокатода T_i и энергия E_{k_i} в момент его бомбардировки.

Таким образом, для случая импульсного включения ЭОП, определяются параметры T_i , E_{k_i} всех групп ионов, дошедших до фотокатода.

Для расчета количества ионов, образованных в процессе движения e^- , вводятся следующие допущения: в процессе пролета e^- испытывает только неупругие столкновения с одинаковыми и неподвижными атомами-мишенями остаточного газа (так как скорость теплового движения ионов пренебрежимо мала по сравнению со скоростью электрона); при столкновении e^- сохраняет первичный импульс и энергию (W_i); температура (T) и давление (P) остаточного газа во всем объеме ЭОП постоянны и равномерно распределены.

Вероятность, с которой электрон ионизует атом в такой модели на i -м шаге расчета его траектории, характеризуется эффективным сечением процесса ионизации σ_i , которое рассчитывается по формуле Резерфорда [5]:

$$\sigma_i = 4\pi a^2 \left(\frac{R}{W_i} \right)^2 \frac{W_i - I}{I}, \quad (15)$$

где R – постоянная Ридберга, a – Борковский радиус, I – потенциал ионизации атома-мишени.

На каждом i -м шаге e^- совершает неупругие столкновения с частотой ν_i [5]:

$$\nu_i = n\sigma_i V_i = \frac{P}{kT} \sigma_i V_i = \frac{P}{kT} \sigma_i \sqrt{\frac{2W_i}{m}}, \quad (16)$$

где n – концентрация атомов, k – постоянная Больцмана, V_i – скорость электрона, m – масса электрона.

Следовательно, количество ионов в i -й группе N_i , образованных e^- на i -ом шаге равно:

$$N_i = \frac{P}{kT} \sigma_i \sqrt{\frac{2W_i}{m}} (t_i - t_{i-1}), \quad (17)$$

где $(t_i - t_{i-1})$ – интервал времени, за который e^- проходит i -й шаг.

Согласно описанному выше алгоритму, рассчитываются распределения количества ионов по времени их движения до фотокатода $N_i(T_i)$ и по энергии, с которой они его бомбардируют $N_i(E_{k_i})$. Данные распределения рассчитываются для двух случаев включения ЭОП: статического и импульсного. Рас-

пределения нормируются на общее количество ионов, образованных в объеме ЭОП. Это позволяет не учитывать реальное количество фотоэлектронов при сравнении распределений.

В среде Mathcad 13.0 был создан программный код, позволяющий реализовать описанный выше алгоритм математического моделирования ионной бомбардировки фотокатода хронографического ЭОП.

Проведен расчет движения ионов для статического и импульсного питания ЭОП.

При моделировании использовались значения констант, равные экспериментальным: время засветки фотокатода $t_{hv} = 0,5$ нс, время сдвига импульса напряжения относительно окончания засветки фотокатода t_{op} , время нарастания фронта затворного импульса $t_{front} = 80$ нс; амплитуда затворного импульса $|\Phi_{ph0} - \Phi_a| = 11$ кВ.

Из (10) видно, что чем меньше масса иона M , тем быстрее он движется, поэтому при расчетах использовалась масса иона водорода M_{H^+} . В [5] показано как из (15) и (17) следует, что при увеличении I количество образованных e^- ионов снижается. Поэтому при расчетах использовалось значение I для атома цезия, обладающего самым низким потенциалом ионизации, равным 3,9 эВ.

В результате расчета для двух вариантов питания ЭОП были получены следующие нормированные распределения количества ионов, пришедших на фотокатод, по времени их движения до фотокатода (рис. 3) и по энергии, с которой они его бомбардируют (рис. 4).

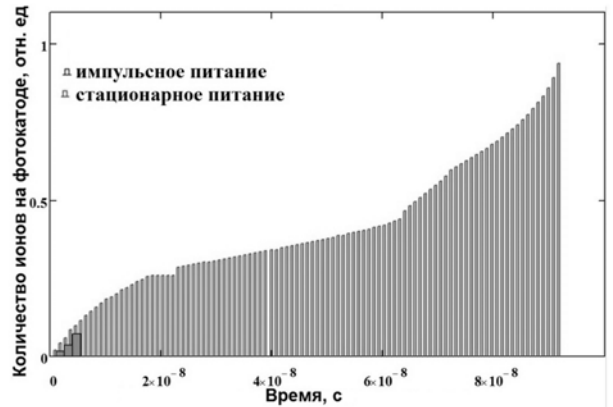


Рис. 3. Гистограмма нормированного распределения количества ионов по времени их движения до фотокатода. Неплошные прямоугольники – расчет для статического режима включения ЭОП. Сплошные прямоугольники – для импульсного

Из рисунков видно, что в случае статического питания, фотокатод ЭОП бомбардируют ионы с энергией, лежащей в диапазоне от 3,7 эВ до 11 кэВ. Среднее значение энергии ионов в этом случае равняется 3000 эВ. При таких параметрах ионов, согласно результатам эксперимента, происходит деградация фотокатода.

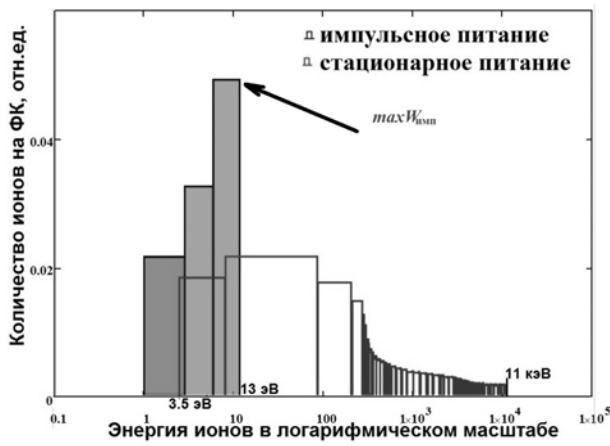


Рис. 4. Гистограмма нормированного распределения количества ионов по энергии, с которой они бомбардируют фотокатода. Значения энергии отложены в логарифмическом масштабе. Несплошные прямоугольники – расчет для статического режима включения ЭОП. Сплошные прямоугольники – для импульсного

В случае импульсного питания ЭОП, на фотокатод приходит менее 13 % ионов, родившихся в объеме прибора. При этом энергия ионов не более 13 эВ. Согласно результатам эксперимента, при таких энергиях ионов деградации фотокатода не происходит.

Используя это значение энергии в качестве критерия, и, зная потенциалы питания конкретного хронографического ЭОП (отличающиеся от ЭОП, участвующего в эксперименте), с помощью разработанной модели ионной бомбардировки фотокатода можно решить обратную задачу – определить оптимальные параметры затворного импульса, при которых не будет происходить деградация фотокатода ЭОП.

Таким образом, в результате данной работы построена модель, которая позволяет, зная потен-

циалы питания конкретного хронографического ЭОП, определить режим его импульсного включения, исключающий деградацию фотокатода ЭОП. В дальнейшем нами планируется разработка программного алгоритма, автоматизирующего такой расчет.

Литература

1. Соколов А. Ю., Коновалов П. И. Разработка методики ускоренных испытаний хронографических электронно-оптических преобразователей: базовые положения // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 4. С. 1–4.
2. Sen P., Pickard D. S., Schneider J. E., and all Lifetime and reliability results for a negative electron affinity photocathode in a demountable vacuum system // J. Vac. Sci. Technol. B. Nov/Dec 1998. P. 3380.
3. Пономаренко Н. С., Калажоков З. Х., Калажиков Х. Х., Чернявский В. А. О некоторых причинах деградации фотокатодов. Нальчик: КБГУ, 1998.
4. Соколов А. Ю., Коновалов П. И., Шлыгин А. С., Нуртдинов Р.И., Викулин М.П. Исследование вклада ионной бомбардировки в деградацию фотокатода хронографического ЭОП / Конференция «Методы и средства физических измерений» // Сборник материалов. Москва, 2019.
5. Соколов А. Ю., Коновалов П. И., Спахов А. В., Прянишников И. Г., Шевчик А. В. Алгоритм расчета основных параметров хронографических электронно-оптических преобразователей, на основе трехмерного моделирования их электронно-оптических систем / Конференция. «Методы и средства физических измерений» // Сборник материалов. Москва, 2019.
6. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.