

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ «ОКНА» ПРОПУСКАНИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЗАТВОРА ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

ANALYSIS OF THE TRANSMISSION «WINDOW» FORMATION IN THE ELECTROOPTICAL SWITCH OF LASER PULSES WITH PLASMA ELECTRODES

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, С. Г. Гаранин, Ю. В. Долгополов, И. М. Куцык

L. P. Babich, E. I. Bochkov, S. G. Garanin, Y. V. Dolgoplov, I. M. Kutsyk

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics

Исследуется формирование «окна» пропускания затвора мощных широкоапертурных импульсов лазерного излучения: ячейка Поккельса с плазменными электродами. Измерена зависимость от времени коэффициента пропускания излучения с длиной волны 1053 нм в центре ячейки $T(0, t)$. Разработана 2D модель формирующего электрода разряда с учетом транспорта заряженных частиц и кинетики реакций в самосогласованном электрическом поле. Численно моделируется процесс формирования электродов. Вычислена зависимость от времени коэффициента пропускания $T(y, t)$ в различных точках у поперечного сечения ячейки. В центре ячейки рассчитанная зависимость $T(0, t)$ согласуется с осциллограммой.

Formation is studied of a transmission «window» of a switch of high-power laser radiation pulses: Pockels cell with plasma electrodes. A time dependence of the transmission coefficient of the radiation with the wave length 1053 nm in the cell centre $T(0, t)$ is measured. 2D computer model of gas discharge, forming the electrodes, allowing for the transport of charged particles and reactions kinetics in selfconsistent electric field is developed. A process of the electrode formation is simulated. A time dependence of the transmission coefficient $T(y, t)$ in various points of the cell cross section is computed. In the cell centre the calculated dependence is consistent with the oscilloscope trace.

Введение

В мощных лазерных установках высокая энергетика пучков достигается за счет применения усилительных модулей, для развязки которых применяются электрооптические затворы (ячейки Поккельса) на основе кристаллов КДП (KN_2PO_4) или соответствующего дейтерированного соединения – ДКДП [1]. В классической ячейке кристалл заключен между кольцевыми электродами, на которые подается импульс высокого напряжения. Однородность электрического поля внутри кристалла достигается при выполнении условия $L > D$, где L и D – длина и диаметр кристалла [2]. Классические ячейки непригодны для широкоапертурных лазерных пучков, поскольку требуются кристаллы, толщина которых сравнима с шириной пучка. Выращивание кристаллов большой толщины существенно повышает их стоимость, причем

часто качество кристаллов не обеспечивает требуемые характеристики затвора.

В Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) предложена концепция ячейки Поккельса с плазменными электродами (ПЕРС – Plasma-electrode Pockels Cell [3]), в которой используются расположенные на торцевой поверхности кристалла плазменные электроды, прозрачные для лазерного излучения. В такой конструкции длина кристалла не связана с его диаметром, поскольку однородность поля обеспечивается торцевым расположением электродов. Ячейка, разработанная в LLNL, работает в двухимпульсном режиме (two-pulses process – TPP) [4]. Вначале на электроды камеры подается предварительный импульс напряжения, в результате чего развивается газовый разряд и генерируется плазма, а затем подается управляющий импульс, под действием которого заряженные частицы движутся к поверхностям

кристалла, в результате, чего внутри кристалла формируется однородное электрическое поле. Недостатком ТРР режима является необходимость использования двух генераторов импульсов напряжения. В работе [5] был предложен одноимпульсный режим (one-pulse process – OPP), когда генерация плазмы и формирование поля внутри кристалла в результате поляризации плазмы, происходят под действием управляющего импульса. Недостатком режима OPP является задержка открытия окна пропускания излучения относительно момента приложения импульса напряжения, обусловленная временем формирования газоразрядной плазмы внутри камеры.

В работах [5] и [6] экспериментально исследуются ячейки Поккельса (смесь $\text{He}/\text{O}_2 = 99/1$ при давлении $P_g \approx 5\text{--}10$ Торр [5]; Ne при $P_g \approx 10$ Торр [6]); по измеренным осциллограммам напряжения вычисляется зависимость от времени коэффициента пропускания ячейки $T(t)$. В работе [7] поведение плазменных электродов в ячейке Поккельса численно исследуется в терминах 1D стационарных гидродинамических уравнений; $T(t)$ не вычисляется.

В настоящей работе исследуется вторая стадия формирования плазменных электродов в широкоапертурной ячейке Поккельса (смесь $\text{He}/\text{O}_2 = 99/1$, $P_g \approx 10$ Торр) в режиме ТРР. Измерена зависимость от времени коэффициента пропускания $T_{\text{exp}}(t)$. Развитие разряда, формирующего электроды, численно моделируется в самосогласованном электрическом поле в терминах 2D диффузионно-дрейфовых уравнений для электронов и ионов. Поскольку разряд развивается в сильном поле при довольно низкой концентрации атомов и молекул газа N учтена нелокальность процесса. Вычисляется коэффициент пропускания в зависимости от времени и координаты на поверхности кристалла $T(t, y)$. В центре кристалла вычисленная зависимость $T(t, 0)$ сравнивается с соответствующей осциллограммой $T_{\text{exp}}(t)$.

Результаты эксперимента

На рис. 1 показан схематический разрез типичной ячейки Поккельса с плазменными электродами [1–7]. Кристалл КДП заключен между двумя газовыми камерами, внешние стенки которых образуют два прозрачных окна из кварцевого стекла. В плоскости, перпендикулярной плоскости рис. 1, ячейка имеет квадратную форму. В нашем эксперименте апертура ячейки $200 \times 200 \text{ mm}^2$, толщина кристалла КДП 10 мм, толщина окна

25 мм, толщина газоразрядной камеры 10 мм. Внутри каждой камеры расположены электроды, которые представляют собой два ряда расположенных друг против друга равноотстоящих графитовых штырей. Камеры заполнены смесью гелия и кислорода в соотношении $\text{He}/\text{O}_2 = 99/1$ при общем давлении $P_g = 10$ Торр.

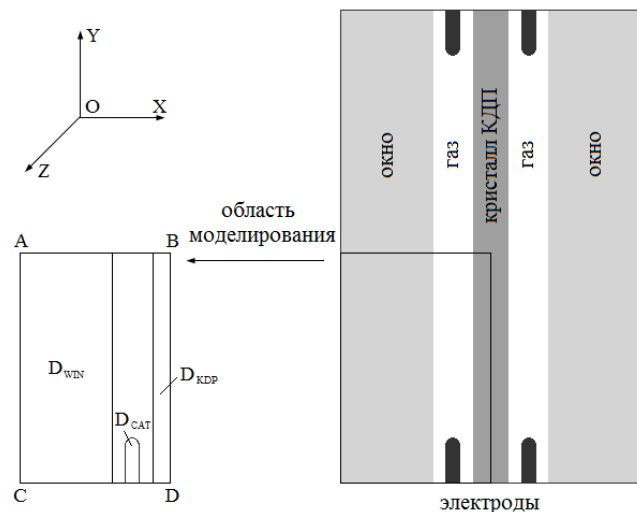


Рис. 1. Схематический вид типичной ячейки Поккельса с плазменными электродами (поперечное сечение в плоскости YOX) [1–6]

Выбор гелия в качестве основного газа, обусловлен низким значением пробивной напряженности поля. Кислород предназначен для связывания атомов углерода, поступающих в плазму в результате эрозии электродов во время разряда; таким образом, предотвращается покрытие углеродом поверхности кристалла и окон. Электроды, расположенные «внизу» каждой камеры, имеют одинаковую полярность, противоположную полярности «верхних» электродов. Вначале на электроды подается импульс предыонизации длительностью 17,9 мкс по уровню 0,5 с амплитудой тока ≈ 200 А, под действием которого развивается газовый разряд, формирующий низкотемпературную плазму. Разряд протекает в направлении оси OY перпендикулярно оптической оси кристалла OX на рис. 1. Перед приходом лазерного импульса на электроды подается управляющий импульс напряжения с амплитудой $U_{\text{max}} = 20$ кВ, электрическое поле которого параллельно оптической оси кристалла. Измерения велись в той же редакции эксперимента [1].

На рис. 2 приведены осциллограммы управляющего импульса U и «окна пропускания» в центре ячейки. Видно, что открытие окна пропускания задерживается относительно момента приложения импульса напряжения примерно на 35 нс.

По-видимому, это время требуется для поляризации плазмы, чтобы необходимое для электрооптического эффекта Поக்கельса напряжение (16,7 кВ для длины волны излучения $\lambda = 1053 \text{ nm}$ [1, 5]) возникло на кристалле КДП.

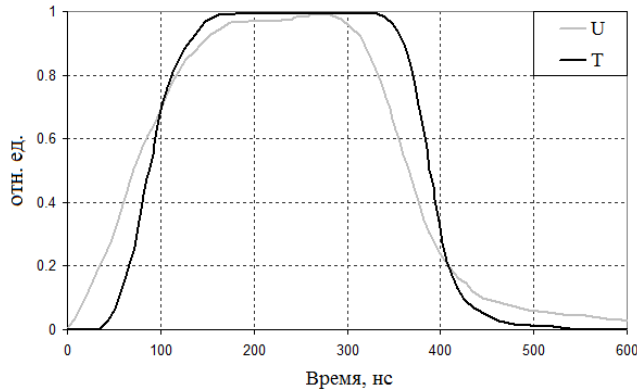


Рис. 2. Оциллограммы импульса напряжения U/U_{\max} и коэффициента пропускания излучения $T_{\text{exp}}(t)$ в центре ячейки, $U_{\max} = 20 \text{ кВ}$, $\text{He}/\text{O}_2 = 99/1$, $P_g = 10 \text{ Торр}$

Математическая модель разряда

В данной работе моделируется второй этап работы ячейки в режиме ТРР, т. е. поляризация уже существующей плазмы с высокой концентрацией заряженных частиц под действием управляющего импульса напряжения и формирование окна пропускания излучения. Для моделирования первого этапа, в процессе которого генерируется начальная плазма с низкой концентрацией, требуется нереальная продолжительность счета ввиду очень большой длительности первого импульса $\sim 10 \text{ мкс}$.

Сформулируем математическую модель разряда, учитывая симметричность задачи относительно плоскости проходящей через центр ячейки параллельно оси ОХ. Кроме того, полагаем, что разряд развивается одинаково в обеих камерах ячейки, и его характеристики не зависят от координаты z , так что задача становится двумерной в плоскости ОХУ. Область моделирования АВРС показана на рис. 1. В основе модели лежат диффузионно-дрейфовые уравнения, включающие кинетику электронов (e), однократно ионизованных положительных (p) и отрицательных (n) ионов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_e &= (v_{\text{ion}} - v_{\text{att}})n_e - \beta_{ep}n_en_p + S_{\text{ex}}; \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_p &= v_{\text{ion}}n_p - \beta_{ep}n_en_p - \beta_{pn}n_pn_n + S_{\text{ex}}; \quad (1) \\ \frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_n &= v_{\text{att}}n_e - \beta_{pn}n_pn_n. \end{aligned}$$

Здесь n_e , n_p , n_n – концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов; $\vec{j}_e = -\mu_e \vec{E}n_e - D_e \vec{\nabla}n_e$, $\vec{j}_p = \mu_p \vec{E}n_p$, $\vec{j}_n = -\mu_n \vec{E}n_n$ – соответствующие плотности потока частиц; μ_e , μ_p и μ_n – подвижности электронов, положительных и отрицательных ионов; D_e – коэффициент электронной диффузии; β_{ep} и β_{pn} – коэффициенты рекомбинации положительных ионов с электронами и отрицательными ионами; v_{ion} – частота ударной ионизации атомов и молекул электронами; v_{att} – частота прилипания электронов к молекулам кислорода; S_{ex} – внешний источник электронов и положительных ионов. В соответствии с редакцией эксперимента $S_{\text{ex}} = 0$ и фотоионизация не учитывается в связи с малостью вклада по сравнению с ионизацией электронным ударом. Используются следующие коэффициенты ион-ионной и электрон-ионной рекомбинации [8]:

$$\beta_{ep} = 2 \cdot 10^{-13} [\text{m}^3/\text{s}]; \quad \beta_{pn} = 2 \cdot 10^{-12} [\text{m}^3/\text{s}] \cdot P_g (\text{атм.}).$$

Для зависимости подвижности положительных ионов от приведенной напряженности электрического поля E/P_g используются данные для подвижности ионов гелия в собственном газе [9]. Поскольку данные для подвижности отрицательных ионов кислорода μ_n в гелии отсутствуют, полагаем $\mu_n = \mu_p$. Отметим, что результаты численного моделирования развития разряда практически не зависят от изменения подвижности ионов в разумных пределах, поскольку проводимость плазмы определяется электронами.

Из-за большой величины приведенной к концентрации газа напряженности поля E/N в ячейках Поக்கельса локальное приближение неадекватно; поэтому в нашей модели полагается, что транспортные (подвижность и коэффициент диффузии) и кинетические (частоты ионизации и прилипания) коэффициенты электронов являются функциями не E/N , как обычно в задачах по численному моделированию газовых разрядов, а функциями средней энергии электронов, которые заранее рассчитаны в зависимости от E/N методом Монте-Карло. Соответственно в модель включено уравнение баланса средней энергии электронов $\bar{\epsilon}$ [10]:

$$\frac{\partial n_{\epsilon}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{\epsilon} = -\vec{E} \cdot \vec{j}_e - R_{\epsilon}n_e, \quad (2)$$

где $n_{\epsilon} = n_e \bar{\epsilon}$ – плотность и $\vec{j}_{\epsilon} = -\frac{5}{3} \mu_e \vec{E}n_e - \frac{5}{3} D_e \vec{\nabla}n_e$ – поток энергии электронов [11], \vec{E} – вектор напряженности электрического поля. Первый член в правой части уравне-

ния (2) описывает «нагрев» электронов полем, второй определяет потери энергии в результате упругих и неупругих столкновений электронов с атомами и молекулами рабочего газа. Коэффициент R_e как функция $\bar{\varepsilon}$ был вычислен методом Монте-Карло.

Система уравнений (1)–(2) замыкается уравнениями для квазистатического самосогласованного электрического поля:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\varepsilon \bar{\nabla} \varphi) &= -\rho_q / \varepsilon_0; \\ \bar{E} &= -\bar{\nabla} \varphi, \end{aligned} \quad (3)$$

где φ – электростатический потенциал; ε – диэлектрическая проницаемость среды; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; $\rho_q = e(n_p - n_e - n_n)$ – плотность пространственного заряда, e – элементарный заряд:

$$\varepsilon(x, y) = \begin{cases} 3.7, & (x, y) \in D_{\text{win}}; \\ 21, & (x, y) \in D_{\text{KDP}}; \\ 1, & (x, y) \notin D_{\text{win}}, (x, y) \notin D_{\text{KDP}}, \end{cases}$$

где 3.7 и 21 – значения диэлектрической проницаемости кварцевого стекла (материал окна) и кристалла КДП соответственно.

Полагаем, что в начальный момент времени газовая камера заполнена однородной плазмой, состоящей из равного числа электронов и положительных ионов, так что суммарный заряд плазмы равен нулю:

$$\begin{aligned} n_e(x, y, t = 0) &= n_0; \\ n_p(x, y, t = 0) &= n_0; \\ n_n(x, y, t = 0) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь начальная концентрация электронов и положительных ионов n_0 является свободным параметром, варьируя который можно согласовать экспериментальные и расчетные данные.

Для уравнения (2) используем следующее начальное условие:

$$n_{\bar{\varepsilon}}(x, y, t = 0) = n_0 \bar{\varepsilon}_0. \quad (5)$$

Принято начальное значение средней энергии электронов $\bar{\varepsilon}_0 = 1$ эВ.

Сформулируем граничные условия. Для уравнений (1) на поверхности кристалла КДП и поверхности бокового окна задаем условие непроницаемости границы:

$$\bar{j}_k = \bar{0}, \quad (6)$$

где k – сорт заряженных частиц ($k = e, p, n$). Аналогичное условие имеет место на границах АВ и CD (см. рис. 1) расчетной области. На поверхности катода необходимо задавать эмиссию заряженных частиц. Однако процессы эмиссии (эмиссия под

действием ионов, фотоэлектронная эмиссия, автоэлектронная эмиссия) не поддаются простой формализации, поскольку сильно зависят от напряженности поля и работы выхода, которые, в свою очередь зависят от неконтролируемого состояния эмитирующей поверхности; поэтому на поверхности катода используем простое граничное условие:

$$\frac{\partial n_k}{\partial \bar{n}} = 0, \quad (7)$$

где \bar{n} – нормаль к поверхности катода.

Для уравнения (3) приняты следующие граничные условия: на границе расчетной области задано условие симметрии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial y} &= 0, (x, y) \in AB, (x, y) \in CD; \\ \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial x} &= 0, (x, y) \in AC, (x, y) \in BD. \end{aligned} \quad (8)$$

Внутри электрода потенциал описываем следующим уравнением:

$$\varphi(x, y) = -0,5 \cdot U_{\text{exp}}(t), (x, y) \in D_{\text{cath}}, \quad (9)$$

где $U_{\text{exp}}(t)$ – импульс напряжения на электродах. В начальный момент $U_{\text{exp}} = 0$. В данной работе в качестве $U_{\text{exp}}(t)$ использован импульс, изображенный на осциллограмме (рис. 2).

Результаты расчетов

В соответствии с целью работы выполнен расчет коэффициента пропускания T в зависимости от времени в различных точках ячейки при заданном импульсе напряжения (рис. 2). Система уравнений (1)–(3) с начальными (4)–(5) и граничными (6)–(9) условиями решалась численно методом конечных разностей. Использовалась однородная квадратная пространственная сетка с шагом $\Delta x = \Delta y = 10^{-4}$ м, шаг по времени $\Delta t = 5 \cdot 10^{-13}$ с. Размер области моделирования составлял 4 см по оси ОХ и 10 см по оси ОУ. Время моделирования $t_{\text{run}} = 500$ нс. Величину начальной концентрации n_0 можно оценить по формуле $n_0 = I / e S v_e$, где I – амплитуда разрядного тока в режиме предыонизации; S – площадь поперечного сечения, через которое течет ток; v_e – дрейфовая скорость электронов. Используя значения $I = 200$ А, $S = 0,2 \times 0,02 \text{ м}^2 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$ и типичное значение для газового разряда $v_e \approx 10^6$ м/с, получаем разумную для газоразрядной плазмы величину $n_0 \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$. В расчетах n_0 варьировалась в пределах от 10^{16} до 10^{18} м^{-3} .

Вычислена эволюция во времени двумерных распределений концентрации заряженных частиц,

напряженности и потенциала поля, на основании которых рассчитана зависимость от времени и координаты y (рис. 1) коэффициента пропускания излучения ячейки по формуле

$$T(y,t) = \sin^2\left(\frac{\pi U_{\text{КДП}}(y,t)}{2U_{\pi}}\right), \quad (10)$$

где $U_{\text{КДП}}(y,t)$ – разность потенциалов на кристалле КДП и $U_{\pi} = 16,7$ кВ – полуволновое напряжение. Заметим, что в отличие от использованных в работах [5, 6] формул для T , в которых напряжение на кристалле зависит только от времени, в формуле (10) учтена зависимость разности потенциалов от координаты y вдоль плоскости кристалла (см. рис. 1), что позволяет оценивать зависимость от времени степени однородности окна пропускания.

Наилучшее согласие расчетной зависимости окна пропускания на оси ячейки ($T(y = 0, t)$) с осциллограммой $T_{\text{exp}}(t)$ (рис. 2) получено для $n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ (см. рис. 3). Расчетная кривая очень хорошо описывает фронт и «полочку» окна пропускания, однако вычисленное окно начинает закрываться примерно на 20 нс раньше, нежели в эксперименте, что, возможно, объясняется несимметричным развитием разряда в камерах. В камере, где находится катод, заряд плазмы обусловлен избытком электронов, в камере, где располагается анод, имеется избыток положительных ионов. Подвижность ионов на порядки меньше подвижности электронов. Поэтому заряд из анодной камеры уходит медленнее, чем из катодной, и поле в кристалле сохраняется некоторое время после спада напряжения, что и ведет к затягиванию закрытия окна пропускания.

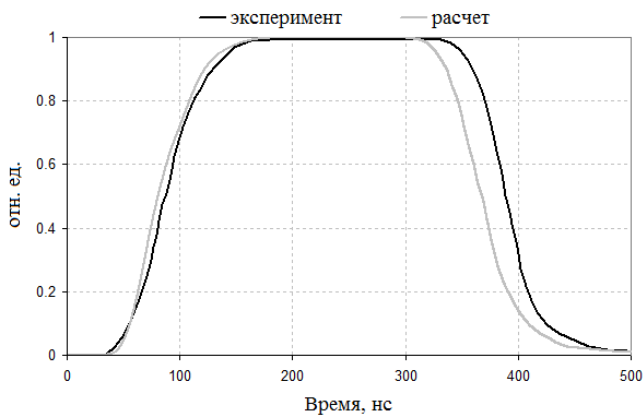


Рис. 3. Сравнение расчетного и измеренного окна пропускания излучения в центре ячейки Поккельса. $\text{He}/\text{O}_2 = 99/1, P_g = 10 \text{ Торр}, n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$

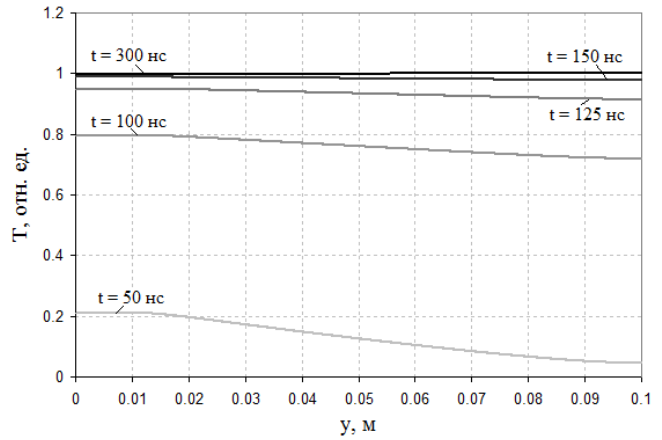


Рис. 4. Распределение коэффициента пропускания по поперечному сечению ячейки в различные моменты времени. $\text{He}/\text{O}_2 = 99/1, P_g = 10 \text{ Торр}, n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$

Практически важным является вопрос об однородности коэффициента пропускания. На рис. 4 приведено распределение коэффициента пропускания излучения по поперечному сечению ячейки в зависимости от времени. Видно, что к моменту времени $t = 150 \text{ нс}$ относительно момента приложения управляющего импульса напряжения величина T становится практически однородной по сечению кристалла ($T_{\text{max}} = 0,988, T_{\text{min}} = 0,978$), причем однородность сохраняется до закрытия ячейки.

Заключение

Выполнен эксперимент с широкоапертурной ячейкой Поккельса с плазменными электродами. Измерены зависимости от времени напряжения и окна пропускания излучения в центре ячейки. Разработана 2D численная модель развития газового разряда в камерах ячейки в самосогласованном электрическом поле. Выполнено численное моделирование второй стадии работы ячейки в двухимпульсном режиме. Вычислены пространственно-временные распределения концентрации заряженных частиц и напряженности поля, на основании которых рассчитан коэффициент пропускания T лазерного излучения в поперечном сечении ячейки в зависимости от времени. Результаты моделирования позволяют утверждать, что к моменту достижения коэффициентом пропускания максимального значения он равномерно распределен по сечению кристалла. Вычисленная зависимость от времени коэффициента пропускания излучения в центре ячейки $T(0, t)$ идеально описывает фронт и «полочку» измеренного окна пропускания $T_{\text{exp}}(t)$. Спад вычисленного коэффи-

циента пропускания T начинается на 20 нс раньше, чем в эксперименте. При ширине окна пропускания на полувысоте $T_{1/2} \approx 300$ мкс такое расхождение несущественно в пределах точности измерений и расчетов, но может свидетельствовать о сохранении в эксперименте поля в кристалле после выключения напряжения вследствие задержки рекомбинации зарядов, аккумулированных на его поверхности в процессе разряда. Данный вопрос требует специального исследования.

Список литературы

1. Андреев Н. Ф., Бабин А. А., Давыдов В. С. и др. Широкоапертурная ячейка Поккельса с плазменными электродами // Прикладная физика. 2010, № 6. С. 50–56.
2. Андреев Н. Ф., Беспалов В. И., Бредихин В. И. и др. Широкоапертурная ячейка Поккельса с тремя кольцевыми электродами // КЭ. 2004. Т. 34(4). С. 381–384.
3. Goldhar J. and Henesian M. A. Electro-optical switches with plasma electrodes // Opt. Lett. 1984. № 9. P. 73–75.

4. Rhodes M. A., Woods B., DeYoreo J. J. et al. Performance of large-aperture optical switches for high-energy ICF lasers // Appl. Opt. 1995. V. 34. P. 5312–5325.

5. Gardelle J. and Pasini E. A simple operation of a plasma-electrode Pockel's cell for the laser megajoules // J. of Appl. Phys. 2002. V. 91, № 5. P. 2631–2635.

6. Zhang J., Wu D., Zheng J. et al. Single-pulse driven, large-aperture, 2×1 array plasma-electrodes optical switch for SG-II upgrading facility, Intl. Symp. on Optoelectronic Technology and Application 2014: Development and Application of High Power Lasers, Proc. of SPIE. V. 9294, 92940N-1.

7. Boley C. D. and Rhodes M. A. Modeling of plasma behavior in a plasma electrode Pockels cell // IEEE TPS 1999, V. 27, № 3. P. 713–726.

8. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.

9. Raju G. G. Gaseous electronics. Tables. Atoms and Molecules. CRC Press: NY, 2012.

10. Hagelaar G. J. M. and Pitchford L. C. // Plasma Sourc. Sci. Tech. 2005. V. 14, № 4. P. 722–733.