

По табл. 1 находим $\vartheta_{\rho|t}(t, \varphi) = \vartheta_{\rho|t}(200; 0,9) = 4,02$. По табл. 2 $\vartheta_{\rho|\varphi}(t, \varphi) = \vartheta_{\rho|\varphi}(200; 0,9) = 0,99$. Подставив все значения в (10), получим $\delta_M = \pm 4,5\%$. Таким образом, требование [3] о равенстве $\delta_M = \pm 3\%$ удовлетворено не будет. Относительная погрешность измерения тепловой энергии пара составит

$$\delta_Q = \pm \left[\vartheta_{Q|t}^2(t, \varphi) \delta_t^2 + \vartheta_{Q|\varphi}^2(t, \varphi) \delta_\varphi^2 \right]^{1/2}. \quad (11)$$

По табл. 1 $\vartheta_{Q|t}(t, \varphi) = \vartheta_{Q|t}(200; 0,9) = 4,34$; по табл. 2 $\vartheta_{Q|\varphi}(t, \varphi) = \vartheta_{Q|\varphi}(200; 0,9) = 1,66$. Подставив эти значения, $\delta_\varphi = \pm 3\%$ в (11), определим относительную погрешность измерений тепловой энергии $\delta_Q = \pm 5,7\%$, что несколько больше ограничения в $\pm 5\%$ на эту величину, установленного в [3].

Удовлетворить требованиям правил учета тепловой энергии и теплоносителя [3] можно, выбрав более точный датчик температуры, например с погрешностью $\pm 0,5\%$. Однако при этом сохраняется проблема оценки степени сухости пара с принятой выше погрешностью $\pm 3\%$.

Выводы. Приведенный выше анализ может найти практическое применение при определении достигаемых погрешностей измерений тепловой энергии и массы насыщенного водяного пара по объемному расходу. Повысить в достаточной степени точность измерений температуры пара не является проблемой. Что касается погрешностей измерений объемного расхода, то получить приемлемую точность здесь можно применением вихревых расходомеров и только в условиях высокой степени сухости, поскольку с ростом влажности пара он становится неоднородной средой [9]. В остальных случаях решающую роль в определении погрешностей измерений тепловой энергии и массы насыщенного

водяного пара по объемному расходу играет погрешность оценки степени сухости пара, чаще всего не измеряемая.

Л и т е р а т у р а

1. ГСССД Р—775—8. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд. МЭИ, 1999.
2. Беляев Б. М., Игнатов В. Н., Шенброт И. М. Расчет погрешности измерений массы перегретого водяного пара и количества теплоты по объемному расходу // Законодательная и прикладная метрология. 2012. № 4. С. 36—40.
3. РД 34.09.102. Правила учета тепловой энергии и теплоносителя.
4. ГОСТ Р 8.740—2011. Расход и количество газа. Методика измерений с помощью турбинных, ротационных и вихревых расходомеров и счетчиков.
5. РМГ 29—99. Метрология. Основные термины и определения.
6. РМГ 43—2001. Применение «Руководства по выражению неопределенности измерений».
7. МИ 2451—98. Паровые системы теплоснабжения. Уравнения измерений тепловой энергии и количества теплоносителя.
8. Т10.06.116 РР. Преобразователь расчетно-измерительный ТЭКОН-19. Алгоритмы расчета. Екатеринбург, 2011.
9. Сычев Г. Измерение расхода влажного пара. [Электрон. ресурс] www.aqua-therm.ru/articles/ (дата обращения 05.05.2009 г.).

Дата принятия 19.06.2013 г.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

53.083.91

Методика и аппаратно-программный комплекс для измерений электрофизических параметров барьерного разряда

О. А. ЕМЕЛЬЯНОВ, М. В. ШЕМЕТ

С.-Петербургский государственный политехнический университет,
С.-Петербург, Россия, e-mail: oaemel2@gmail.com

Разработаны методика и программно-аппаратный комплекс для исследования основных характеристик и особенностей развития барьерного разряда в воздушных субмиллиметровых промежутках при атмосферном давлении. Программное обеспечение предусматривает обработку экспериментальных данных с использованием метода регуляризации Тихонова.

Ключевые слова: барьерный разряд, частичный разряд, поверхностный заряд, емкостный зонд.

The methodology and measuring system have been developed for the study of electrophysical properties of dielectric barrier discharge in submillimeter air gaps at atmospheric pressure. The software applies Tikhonov regularization method for experimental data processing.

Key words: dielectric barrier discharge, partial discharge, surface charge, capacitive probe.

В последнее десятилетие наблюдается увеличение числа исследований барьерного разряда, характеризующегося пробоем газового промежутка (0,1—1 мм), когда, по край-

ней мере, один из электродов покрыт диэлектриком. Барьерный разряд широко используют для получения озона, модификации поверхности материалов, накачки CO₂-лазеров

и ультрафиолетовых эксимерных ламп, создания плазменных дисплеев и др. [1, 2]. С точки зрения физики, аналогичный разрядный процесс наблюдается в системах полимерной изоляции, где в дефектных областях развиваются множественные локализованные микропробои — частичные разряды. Однако для систем электрической изоляции такие процессы являются крайне нежелательными, поскольку служат причиной ее преждевременного пробоя и отказа [3, 4].

Существенная особенность разрядного процесса в коротких промежутках — это его наносекундная длительность, что заставляет использовать быстродействующую аппаратуру. Также приходится уделять особое внимание измерительным цепям, потому что присутствующие в них паразитные емкости и индуктивности существенно искажают получаемые экспериментальные данные.

В процессе развития разряда происходит накопление заряда на барьерном диэлектрике, которое приводит к возникновению встречного ослабляющего поля в разрядном промежутке и погасанию разряда. Первостепенным является изучение характеристик первого разряда, что обусловлено его определяющим влиянием на последующее развитие серии разрядов, зависящих от типа диэлектрика, вида и полярности воздействующего на напряжения, состава газа и т. д. Следует отметить, что параметры зарядов, осевших на диэлектрике вследствие развития первого разряда, на сегодняшний день в литературе не приведены, о чем также указано в [5]. Наиболее известные бесконтактные методы измерения поверхностного заряда базируются на использовании емкостного зонда Кельвина в нескольких вариантах реализации: применение электрометра с большим входным сопротивлением [6, 7], вибрирующего [8] и вращающегося [9] электродов, периодического затвора [10]. Пространственное разрешение зондовых методов определяется диаметром измерительного электрода и расстоянием до поверхности исследуемого объекта и составляет ≈ 100 мкм. Лучшее разрешение (до 5 мкм) у метода, основанного на использовании электрооптического эффекта Погкельса [11—12], а при использовании атомного силового микроскопа (АСМ) было достигнуто разрешение около 10 нм [13]. Два последних метода наиболее предпочтительны вследствие меньших пределов разрешения, однако соответствующие экспериментальные методики сложны и предполагают использование дорогостоящей элементной базы и оборудования. Исследования периодического барьерного разряда в миллиметровом промежутке показали, что диаметр пятен накопленного на диэлектрике заряда варьируется в пределах единиц-десятков миллиметров, поэтому применение зондовых методов измерений поверхностных зарядов вполне оправдано [14].

На основе изложенного выше принято решение разработать методику по изучению основных характеристик и особенностей развития барьерного разряда в воздушных субмиллиметровых промежутках при атмосферном давлении.

Описание экспериментальной установки. В основе разработанной методики лежат электрические измерения основных характеристик разряда: пробивного напряжения $U_{пр}$ в интервале ± 5 кВ; разрядного импульса тока и протекшего в цепи заряда в диапазоне 1 нс — 50 мкс; пространственного распределения поверхностной плотности заряда, накапливающегося на поверхности диэлектрического барьера, с разрешением $\sim 0,7$ мм и зарядовой чувствительностью ~ 1 пКл.

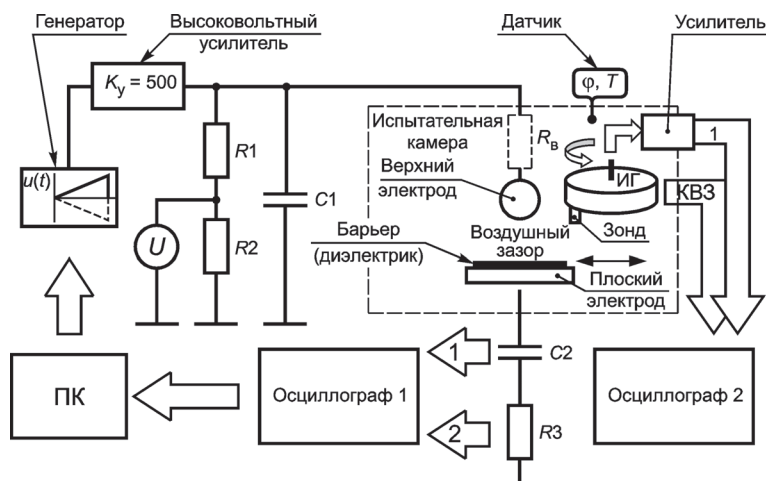


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

ИГ — измерительная головка; КВЗ — канал внешнего запуска; ПК — компьютер; $R_1 = 100$ МОм, $R_2 = 100$ кОм, $R_3 = 50$ Ом, $C_1 = C_2 = 100$ пФ; Осциллографы 1, 2 — LeCroy WJ-322, GW Instek GDS-72102, соответственно

Измерения проводят в лабораторных условиях с помощью экспериментальной установки, представленной на рис. 1. Внутри герметизированной испытательной камеры с регулируемой температурой T и влажностью воздуха ϕ расположена измерительная ячейка со сменной системой электродов игла—плоскость и шар—плоскость. В качестве верхних электродов используют стальные (вольфрамовые) иглы радиусом закругления 10—40 мкм или стальные (латунные) шары диаметром 10—15 мм с уровнем шероховатости поверхности электродов не более 0,3 мкм. В качестве барьера, располагаемого на поверхности нижнего плоского электрода, служат тонкие (толщиной 0,01—1 мм) высокоомные диэлектрики (полипропилен, полиэтилентерефталат (ПЭТФ), слюда и др.).

Прикладываемое к разрядному промежутку пилообразное напряжение требуемой полярности обеспечивается совместным использованием генератора программируемой формы сигнала АКПП-3402 и высоковольтного усилителя Ultravolt 5HVA24-BP1. Напряжение регистрирует вольтметр, подключенный к нижнему плечу резистивного делителя R_1 — R_2 . Разрядный импульс тока определяют по изменению напряжения на SMD-резисторе $R_3 = 50$ Ом. Выбор значения сопротивления R_3 обусловлен минимизацией постоянной времени ($\approx 0,7$ нс) измерения импульсного тока. Протекающий в цепи заряд q определяют по изменению напряжения на $C_2 = 100$ пФ. Напряжение на вышеупомянутых элементах регистрируют осциллографом LeCroy WJ-322 (2 Гвыб/с). Максимальная чувствительность метода регистрации тока составляет 0,2 мА, заряда q — 1 пКл.

На основе полученных осциллограмм напряжений проводят оценку реального разрядного импульса тока, возникающего в воздушном промежутке (ток проводимости + ток смещения), посредством расчета переходных процессов в измерительных цепях, который учитывает собственные электрические характеристики щупов и осциллографа. Ток разряда складывается из двух компонент — электронной и ионной. В силу большей подвижности электронов (примерно в 10^2 раз) первая компонента характеризуется большими амплитудами и малыми временами по отношению к медленной ионной компоненте, что делает последнюю, при

столь малой величине R_3 , неразличимой на осциллограмме разрядного тока. Использование емкости C_2 позволило выявить ионную составляющую тока, выражающуюся медленным нарастанием заряда.

Межэлектродные расстояния варьируются перемещением верхнего электрода от 0,1 до 5 мм, закрепленного на микрометрическом винте. Межэлектродный зазор с точностью ± 5 мкм устанавливают с помощью длиннофокусного измерительного микроскопа.

Принцип измерения заряда, накопленного на поверхности барьера, основан на методе вращающегося зонда. Зонд состоит из сканирующего электрода — цилиндрической медной эмалированной проволоки диаметром 0,3—0,7 мм и экрана — латунной трубки диаметром 4 мм. Узкий концентрический зазор заполнен эпоксидной смолой. Зонд закреплен на измерительной головке, которую приводит во вращение прецизионный двигатель с постоянной частотой вращения 25 Гц. На неподвижной части головки установлен приемный электрод — медное кольцо шириной 1 см, имеющее емкостную связь со сканирующим электродом. При внесении зонда в точку, где действует поле заряда, на нем наводится потенциал данной точки, однозначно определяемый исследуемым распределением заряда. При сканировании заряда наведенный на кольцо потенциал усиливается и затем поступает на вход электронного осциллографа GW Instek

GDS-72102 (2 Гвыб/с). Синхронизацию осциллографа осуществляют с помощью импульсов от магнитного датчика, закрепленного на внешней поверхности ротора двигателя. Получаемый сигнал поступает на схему регулирования задержки и далее на канал внешнего запуска осциллографа.

Методика проведения эксперимента по изучению развития барьерного разряда заключается в следующем. Верхний электрод располагают в определенном месте над диэлектрическим барьером (точность фиксирования $\pm 0,01$ мм), выставляют требуемый межэлектродный зазор, после чего включают линейный подъем напряжения необходимой полярности. При появлении первого разряда его параметры фиксирует цифровой осциллограф. Затем микрометрический стол, удерживающий нижний электрод с диэлектрическим барьером, передвигается в зону, где происходит сканирование поверхностного заряда вращающимся зондом. Выбор оптимального расстояния зонд-диэлектрик обеспечивает отсутствие обратных разрядов. Время сканирования и записи заряда в память составляет 5—10 с, что значительно меньше времени релаксации заряда на барьерном диэлектрике. После регистрации файла данных о наведенном на зонде потенциале вдоль одной траектории движения стол перемещают на следующий шаг сканирования.

Математическое обоснование измерений поверхностного заряда. При условии существования однородного поля в промежутке между барьером и сканирующим электродом плотность поверхностного заряда σ определяют по известному значению наведенного на зонде потенциала u [6, 7]:

$$\sigma = [(k-1)\epsilon_0/h + k\epsilon\epsilon_0/d]u, \quad (1)$$

где k — коэффициент калибровки; ϵ_0 , ϵ — диэлектрические постоянная и проницаемость барьера; h — высота зонда над поверхностью барьера толщиной d .

Коэффициент k определяется как отношение наведенного потенциала зонда при его расположении на высоте h над градуировочным электродом с известным значением потенциала $U_{эл}$ к величине $U_{эл}$. Так, например, при $h = 0,6$ мм и $U_{эл} = 290$ В получаем $u = 490$ мВ, $k = 580$.

Выражение (1) позволяет определять исследуемое распределение заряда $\sigma_p(x, y)$ по набору зарегистрированных осциллограмм $u(t)$, преобразуя последние в пространственные зависимости $u(x, y = \text{const})$ на основе связи времени и расстояния, пройденного зондом. Отметим, что в расчетах учитывался круговой характер траектории движения зонда.

Изложенный метод расчета достаточно удобен, однако при малом пространственном масштабе изменения плотности исследуемого заряда по отношению к геометрическим размерам зонда исследуемая картина заряда будет искажена еще на этапе сканирования вследствие интегрирующего эффекта аппаратной функции зонда $K(x, y)$. В общем случае связь между исследуемым истинным распределением заряда $\sigma(x, y)$ и откликом зонда $u(x, y)$ в декартовых координатах (x, y) описывается двухмерным интегральным уравнением Фредгольма I рода типа свертки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K(x-x', y-y')\sigma(x', y')dx'dy' = u(x, y), \quad -\infty < x, y < +\infty. \quad (2)$$

Здесь ядро уравнения $K(x-x', y-y')$ является аппаратной функцией измерительного устройства — откликом зонда, находящегося над точкой (x, y) барьера, на воздействие поверх-

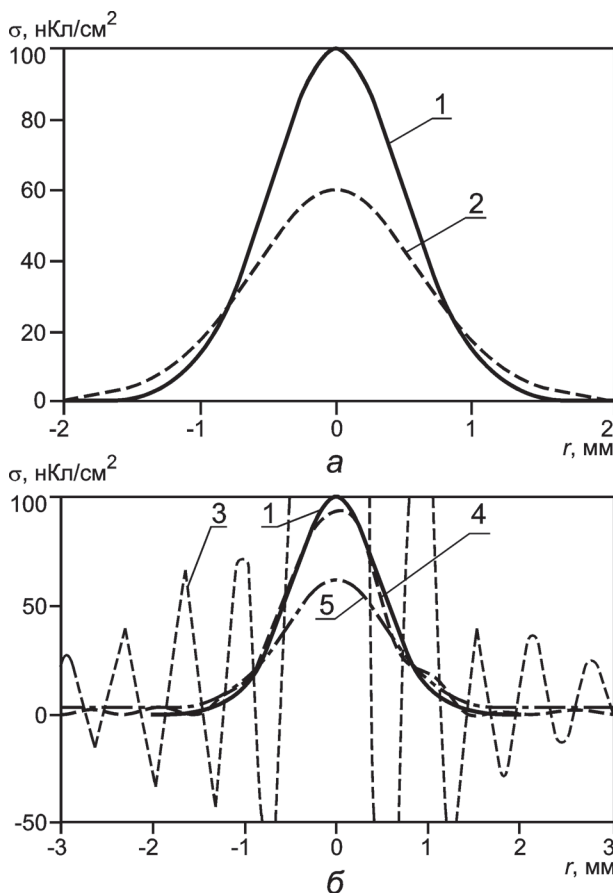


Рис. 2. Радиальные профили сечения:

a — истинного 1 распределения заряда $\sigma(r)$ и рассчитанного 2 по отклику зонда $\sigma_p(r)$; b — определенные с помощью метода Тихонова при $\alpha = 10^{-16}$, $10^{-13,2}$, 10^{-12} кривые 3, 4, 5 соответственно; r — радиальная координата

ностного в виде двумерной δ -функции заряда, расположенного в точке (x', y') . Аппаратную функцию определяют численным моделированием распределения электрического поля с учетом реальных размеров измерительной ячейки и зондовой структуры в пакете Comsol Multiphysics 3.5a.

Рассмотрим случай использования пленки ПЭТФ 100 мкм в качестве барьера и расположения зонда на высоте $h = 0,6$ мм. Выберем в качестве $\sigma(x, y)$ симметричную двумерную функцию Гаусса с амплитудой $\sigma_{\max} = 100$ нКл/см² и стандартным отклонением $s = 0,5$ мм. Далее, определив отклик зонда $u(x, y)$ по формуле (2) и подставив его в (1), получим пространственную зависимость поверхностной плотности заряда $\sigma_p(x, y)$. Рассчитанное распределение заряда, как и модельное, представляет двумерную гауссиану, однако с отличающимися параметрами. Для сравнения на рис. 2, а представлены графики радиальных профилей сечений $\sigma_p(r)$, $\sigma(r)$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, на которых видно, что $\sigma_p(r)$ является растянутым изображением $\sigma(r)$. Однако, несмотря на искажение, полный накопленный заряд сохраняет постоянное значение $Q_p = \iint \sigma_p(x, y) dx dy = \iint \sigma(x, y) dx dy = Q$.

Изменяя стандартное отклонение функций $\sigma(r)$, определяем поведение коэффициента передачи максимальной плотности заряда $H = \sigma_p^{\max} / \sigma^{\max}$. В силу постоянства полного заряда, зная коэффициент H для $\sigma_p(r)$, можно восстановить $\sigma(r)$: $\sigma^{\max} = \sigma_p^{\max} / H$; $s = s_p H^{1/2}$. Данный пример показывает, что, зная аппаратную функцию $K(x, y)$ прибора и тип функции, описывающей распределение плотности исследуемого заряда, возможно восстановить его истинную картину по $\sigma_p(r)$. Однако в общем случае, когда вид функции $\sigma(x, y)$ заранее неизвестен, корректный расчет $\sigma_p(x, y)$ получается только при повышении разрешающей способности зонда, которая в первую очередь определяется диаметром измерительного электрода и расстоянием до заряженного барьера h .

Методика корректного восстановления распределения поверхностного заряда. Одним из способов повышения разрешения, помимо очевидного сокращения h до минимального значения, определяемого электрической прочностью воздуха, и усовершенствования измерительного прибора является применение математических методов. Так, измерив отклик зонда $u(x, y)$ и определив $K(x, y)$, реальное распределение заряда $\sigma(x, y)$ можно вычислить, используя уравнение (2).

Классический метод решения уравнения Фредгольма I рода типа свертки основан на прямом и обратном преобразовании Фурье. Однако получаемые решения неустойчивы из-за их очень большой чувствительности при больших пространственных частотах даже к малым погрешностям измерений $u(x, y)$. Поэтому для решения данной некорректной задачи в основном используют различные методы регуляризации. Известны методы статистической регуляризации, например, оптимальной фильтрации Калмана-Бьюси, Винера, управляемой линейной фильтрации и др. [15, 16]. Однако метод Тихонова, относящийся к методам детерминистской регуляризации, требует гораздо меньше априорной

информации о решении [17, 18]. В этом случае устойчивое решение (2) определяется следующим выражением:

$$\sigma_{\alpha}(x', y') = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda(-\omega, -\nu) U(\omega, \nu)}{L(\omega, \nu) + \alpha M(\omega, \nu)} \exp(-i(\omega x' + \nu y')) d\omega d\nu, \quad (3)$$

где $\lambda(\omega, \nu)$, $L(\omega, \nu)$, $U(\omega, \nu)$ — фурье-образы ядра уравнения $K(x, y)$, искомой функции $\sigma(x, y)$ и правой части $u(x, y)$, соответственно; ω, ν — пространственные круговые частоты; α — параметр регуляризации; $M(\omega, \nu)$ — функция—регуляризатор; $L(\omega, \nu) = |\lambda(\omega, \nu)|^2$.

Устойчивость получаемого решения обусловлена слагаемым $\alpha M(\omega, \nu)$, при этом с ростом α чувствительность к погрешностям $u(x, y)$ уменьшается.

Применительно к рассматриваемым задачам решение уравнения (3) реализуется численным методом. При этом используем конечное дискретное преобразование Фурье, проводим замену интегралов конечными суммами по формуле левых прямоугольников, а значение α выбираем по способу обобщенной невязки и корректируем способом подбора.

Продemonстрируем эффективность данной методики расчета на приведенном ранее примере. Даже приблизим задачу к реальной, добавив к рассчитанному согласно (2) отклику зонда $u(x, y)$ случайную 5 %-ную относительную погрешность, распределенную по нормальному закону. На рис. 2, б совместно с радиальным профилем сечения искомого распределения заряда $\sigma(x, y)$ представлены профили вещественной части распределений $\sigma_{\alpha}(x', y')$, рассчитанные при трех различных значениях параметра регуляризации α .

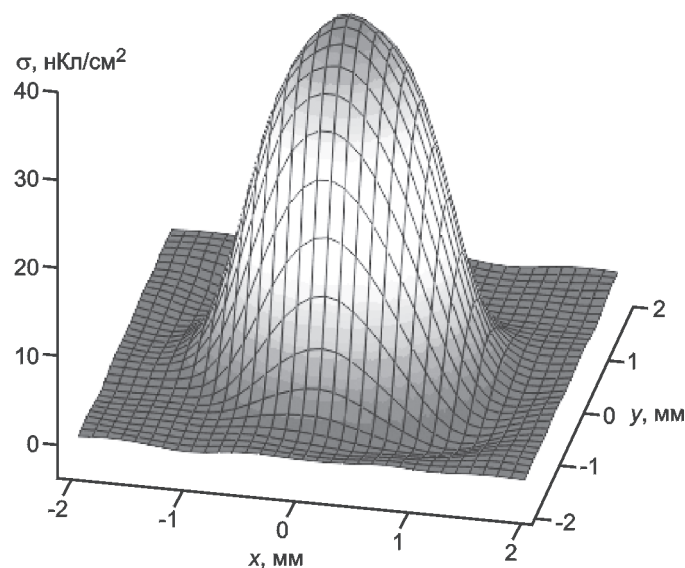


Рис. 3. Восстановленный поверхностный заряд, накопленный вследствие развития барьерного разряда в системе игла—плоскость: воздушный промежуток 0,5 мм; барьер — ПЭТФ 100 мкм; положительная полярность иглы, $U_{пр} = 2800$ В

На графике при $\alpha = 10^{-16}$ наблюдаем сильную неустойчивость решения, проявляющуюся в виде сильных осцилляций искомой функции, а при $\alpha = 10^{-12}$ решение гладкое, но виден эффект «растягивания» — занижение максимальной плотности и увеличение радиуса заряда, как и при расчете по формуле (1). При $\alpha = 10^{-13,2}$ получаем относительно устойчивое решение с удовлетворительным разрешением.

Таким образом, применение математических методов позволяет по измеренному на зонде потенциалу удовлетворительно восстановить истинное распределение заряда. Для примера на рис. 3 представлено восстановленное пространственное распределение поверхностного заряда, накопленного в результате развития барьерного разряда в воздушном промежутке 0,5 мм в системе электродов игла-плоскость (при положительной полярности иглы и использовании ПЭТФ-барьера толщиной 100 мкм).

Выводы. Итак, описаны методика и аппаратно-программный комплекс для измерений импульсных характеристик барьерного разряда, развивающегося в субмиллиметровых промежутках, а также распределения заряда, накопленного на поверхности диэлектрического барьера. В результате использования программного обеспечения для обработки экспериментальных данных достигнута пространственное разрешение 0,7 мм и чувствительность 0,2 нКл/см². Специальный подход к созданию измерительных цепей и учет их влияния на измерения позволяет надежно определять искомые параметры разряда, развивающегося в наносекундном масштабе времени.

Л и т е р а т у р а

1. **Bruggeman P., Brandenburg R.** Atmospheric pressure discharge filaments and microplasmas: physics, chemistry and diagnostics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. N. 46. 464001. P. 1—28.
2. **Kogelschatz U.** Applications of Microplasmas and Microreactor Technology // Contrib. Plasma Phys. 2007. V. 47. N. 1—2. P. 80—88.
3. **Morshuis P. H. F.** Degradation of Solid Dielectrics due to Internal Partial Discharge: Some thoughts on progress made and where to go now // IEEE Trans. Diel. Electr. Ins. 2005. V. 12. N. 5. P. 905—913.
4. **Bartnikas R.** Partial discharges. Their mechanism, detection and measurement // IEEE Trans. Diel. Electr. Ins. 2002. V. 9. N. 5. P. 763—808.

5. **Бобров Ю. К., Гусейн-заде Н. Г., Рухадзе А. А., Юргеленас Ю. В.** Физические модели и механизмы электрического пробоя газов. М.: Изд-во МГУ, 2012.

6. **Davies D. K.** The examination of the electrical properties of insulators by surface charge measurement // J. Sci. Instrum. 1967. V. 44. N. 7. P. 521—524.

7. **Foord T. R.** Measurement of the distribution of surface electric charge by use of a capacitive probe // J. Phys. Eng. 1969. V. 2. N. 5. P. 411—413.

8. **Harris L. B., Fiasson J.** Vibrating capacitor measurement of surface charge // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1984. V. 17. N. 9. P. 788—792.

9. **Devins J. C., Reynolds S. I.** Rotating Probe Electrometer // Rev. Sci. Instrum. 1984. V. 28. N. 1. P. 11—13.

10. **Gerhard-Multhaupt R., Petry W.** High-resolution probing of surface-charge distributions on electret samples // J. Phys. Eng. Sci. Instrum. 1983. V. 16. N. 5. P. 418—420.

11. **Zhu Y. e. a.** The dynamic measurement of surface charge distribution deposited from partial discharge in air by Pockels effect technique // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N. 11. P. 2892—2900.

12. **Stollenwerk L., Laven J. G., Purwins H. G.** Spatially Resolved Surface-Charge Measurement in a Planar Dielectric-Barrier Discharge System // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. N. 25. P. 1—4.

13. **Wintle H. J.** Interpretation of atomic force microscope (AFM) signals from surface charge on insulators // Meas. Sci. Technol. 1997. V. 8. N. 5. P. 508—513.

14. **Gibalov V. I., Pietsch G. J.** Dynamics of dielectric barrier discharges in different arrangements // Plasma Sources Sci. Technol. 2012. V. 21. N. 2. 024010. P. 1—35.

15. **Kumada A., Okabe Sh., Hidaka K.** Residual charge distribution of positive surface streamer // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. N. 9. 095209. P. 1—8.

16. **Takuma T., Yashima M., Kawamoto T.** Principle of Surface Charge Measurement for Thick Insulating Specimens // IEEE Trans. Diel. Electr. Ins. 1998. V. 5. N. 4. P. 497—504.

17. **Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.** Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.

18. **Верлань А. Ф., Сизиков В. С.** Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Киев: Наукова Думка, 1986.

Дата принятия 04.04.2014 г.