

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА**

УДК 553.952

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕРМЕТИЧНЫХ КАМЕРАХ  
ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА, ОГРАНИЧИВАЮЩИЕ РЕСУРС ИХ РАБОТЫ**

© 2026 г. Ю. В. Михайлов<sup>а,\*</sup>, И. А. Прокуратов<sup>а</sup>, Б. Д. Лемешко<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова

Россия, 127055, Москва, Суцневская улица, 22

\*e-mail: yuvmikhaylov@vniia.ru

Поступила в редакцию 10.08.2025 г.

После доработки 02.09.2025 г.

Принята к публикации 10.10.2025 г.

Рассмотрены устройства, работающие на эффекте сжатия плазмы магнитным полем (пинчевания) плазмы – камеры плазменного фокуса, в которых формируется нецилиндрический z-пинч. Во ФГУП “ВНИИА” разработана линейка камер плазменного фокуса, охватывающая диапазон выхода нейтронов от  $10^5$  до  $10^{12}$  нейтр/имп при энергии нейтронов 2.5 и 14 МэВ. Проведено обобщение экспериментальных исследований работы данных камер с точки зрения влияния импульсных тепловых, электрических и механических воздействий на ресурс их работы. Приведены экспериментально достигнутые значения ресурса работы камер плазменного фокуса при использовании дейтериевого или дейтерий-тритиевого наполнений, которые составляют тысячи срабатываний при разрядных токах  $I = 100\text{--}300$  кА, сотни срабатываний при  $I = 600$  кА и порядка 100–200 срабатываний при  $I > 1$  МА.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из распространенных источников импульсного нейтронного излучения являются камеры плазменного фокуса (ПФ). Благодаря реализации эффекта пинчевания плазмы камеры ПФ являются эффективными источниками нейтронного излучения с длительностью несколько десятков наносекунд, широким диапазоном выхода нейтронов (нейтр /имп) и энергией 2.5 или 14 МэВ при использовании дейтериевого (D) или дейтерий-тритиевого (D+T) наполнения соответственно [1].

Камера ПФ является двухэлектродным газоразрядным прибором, состоящим из анода (внутренний электрод) и катода (внешний электрод), разделенных изолятором узлом [2]. При коммутации заряженного до напряжения в десятки киловольт емкостного накопителя на камеру ПФ, в ней происходит электрический пробой вдоль поверхности изолятора и образуется токоплазменная оболочка (ТПО). Через скин-слой оболочки протекает синусоидальный разрядный ток амплитудой в сотни и тысячи килоампер. Это приводит к возникновению пондеромоторной силы, толкающей ТПО вдоль электродов (магнитный поршень) [3]. По мере движения ТПО набирает массу, вовлекая в движение и ионизуя находящийся перед ТПО газ в камере ПФ. В итоге ТПО на конце внутреннего электрода (анода) сжимается в пинчевое образование [4]. Из-за формы ТПО в момент пинчевания, разряд в камерах ПФ принято называть нецилиндрический  $z$ -пинч. Время движения ТПО от формирования до сжатия плазмы в пинч подбирается таким образом, чтобы сжатие произошло вблизи четверти периода ( $T/4$ ) разряда при величине тока через ТПО и пинч со значением, близким к амплитудному  $I_{\max}(T/4)$ .

По сравнению с мощными пинчевыми установками, такими как Z-accelerator [5, 6] с выходом  $3.4 \cdot 10^{13}$  нейтр /имп на D–D-реакции (нагрузка в виде shell-on-shell configuration), ГИТ-12 с выходом  $2 \cdot 10^{12}$  нейтр/имп также на D–D-реакции [7], Ангара-5 [8] и др., камеры ПФ отличаются средними значениями эффективности генерации нейтронов от энергии, вложенной в плазму (нейтр /Дж). Можно привести примеры таких установок как ПФ-1000 [9] или ПФ Штутгарт [10] с уровнем выхода порядка  $10^{11}$ – $10^{12}$  нейтр /имп (D–D-реакция). Однако камеры ПФ обладают двумя отличительными особенностями. Во-первых, это газоплазменная мишень на всех этапах от разгорания плазмы в ТПО до сжатия в пинч. И во-вторых, компактность; их можно реализовать в виде герметичной конструкции с компактной геометрией электродов. Совместно с относительной простотой реализации генератора импульсных токов (накопителя энергии) для камер ПФ это позволяет значительно меньшими усилиями использовать D+T-наполнение в качестве рабочего газа для генерации нейтронов. Рабочее давление D+T-смеси в объеме камер ПФ около  $500$ – $1000 \text{ см}^3$  составляет порядка  $10$ – $20$  торр. В таких системах обеспечивается безопасность во время работы (так как конструкция камер герметична) и отсутствует необходимость перебора/настройки мишени после срабатываний. Поэтому камеры ПФ успешно используются с заполнением внутреннего объема рабочим газом дейтерием или дейтерий-тритиевой смесью в двух вариантах: либо камера ПФ заполняется рабочим газом и герметизируется (опыт ВНИИЭФ) [11], либо камера ПФ используется с отдельным блоком генератора газа (ГГ) для хранения изотопов водорода, которые контролируемо выделяются и поглощаются в зависимости от нагрева блока ГГ (опыт ВНИИА) [12]. Так например, на транспортабельной установке КПУ-200 с камерой ПФ достигнут выход нейтронов  $10^{13}$  нейтр/имп при амплитуде тока  $1.5 \text{ МА}$  и относительно небольшой запасаемой энергии, равной  $0.2 \text{ МДж}$  [13]

при эффективности генерации нейтронов  $5 \cdot 10^7$  нейтр/Дж. Конечно, если реализовать D+T-наполнение на других больших пинчевых установках, то они вероятно обеспечат рекордные значения выхода нейтронов. Так, например, в Китае реализованы пинчевые установки с током 10 МА и планируется реализовать установки при увеличении тока до 50 МА [14, 15]. Однако современная практика показывает, что именно герметичные камеры ПФ с D+T-наполнением обеспечивают наибольшую эффективность генерации нейтронов в абсолютных значениях при обеспечении многократных включений без переборки установки. Поэтому на сегодняшний день камеры ПФ достаточно широко используются как излучатели нейтронов в импульсных нейтронных генераторах (ИНГ).

ВНИИА занимается разработкой и изготовлением таких ИНГ на основе герметичных камер ПФ с блоком ГГ [16]. ИНГ обеспечивают стабильную генерацию нейтронов в диапазоне выхода нейтронов от  $10^5$  до  $10^{12}$  нейтр/имп. Камеры ПФ и ИНГ на их основе применяются для различных прикладных и научных задач, таких как калибровка детекторов ионизирующих излучений, активационный анализ, импульсная нейтронография, исследования воздействия нейтронного излучения на материалы и вещества [17–20].

Камеры ПФ ВНИИА имеют мейзеровскую [21] или сферическую [11] геометрию электродов и разработаны для амплитуды разрядного тока  $I_{\max}$  от 100 до 1200 кА. Электроды камер ПФ изготовлены из бескислородной меди. В качестве материала изолятора в камере используется керамика  $\text{Al}_2\text{O}_3$  цилиндрической формы. Сжатие ТПО в пинч в камерах ПФ по времени близко к  $T/4$  в момент достижения тока  $I_{\max}$ . Обобщенные характеристики камер ПФ ВНИИА приведены в табл. 1, а внешний вид камер показан на рис. 1. Сами накопители электрической энергии в ИНГ представляют из себя генератор импульсных токов на основе параллельного подключения импульсных высоковольтных конденсаторов и коммутаторов. Суммарная запасаемая энергия в таких накопителях варьируется от 0.5 до 38 кДж, а эффективность генерации нейтронов до  $2 \cdot 10^7$  нейтр/Дж.

**Таблица 1.** Характеристики камер ПФ ВНИИА

Тип камеры ПФ	ПФ5	ПФ7	ПФ9 / ПФ10	ПФ3
Тип генератора	ИНГ-102	ИНГ-103	ИНГ-104	ИНГ-105
$D_c$ , мм	40	50	120	120
$H_i$ , мм	4	4	6 / 7	8
$I_{\max}$ , кА	100–250	200–350	500–700	900–1200
$E_{\max}$ , кДж	1.1	2.4	19	38
$\langle Y_N \rangle$ , нейтр/имп (D+T)	$10^7$ – $10^9$	$10^9$ – $10^{10}$	$10^{10}$ – $10^{11}$	$10^{11}$ – $10^{12}$

$t_N$ , нс	5–20	15–25	25–40	35–65
Ресурс работы	1000+	1000+	200+	100 +

*Примечание.*  $D_c$  – диаметр катода,  $H_i$  – толщина изолятора,  $I_{\max}$  – амплитуда разрядного тока,  $E_{\max}$  – максимальная энергия накопителя,  $\langle Y_N \rangle$  – средний выход нейтронов,  $t_N$  – длительность нейтронного импульса.

**Рис. 1.** Внешний вид камер ПФ ВНИИА

Для практических применений ИНГ важной характеристикой является ресурс их работы, который во многом ограничивается камерой ПФ. В частности, ресурс важен в задачах, требующих работы в режиме серий срабатываний для получения достоверных статистических данных, например, для калибровки быстрых сцинтилляционных, полупроводниковых, алмазных детекторов. а также в задачах, требующих достижения больших значений флюенса нейтронов за счет большого числа срабатываний, например при изучении стойкости различных материалов к нейтронному излучению. Под ресурсом работы подразумевается количество срабатываний камеры ПФ, при котором уровень выхода нейтронов лежит в заявленном диапазоне. Фактически выработка ресурса работы камер ПФ проявляется в двух вариантах: 1) резкий выход камеры ПФ из строя после однократного срабатывания, 2) планомерное снижение выхода нейтронов  $Y_N$  в течение наработки. Первый случай показан на рис. 2а (эксперименты проведены на камере типа ПФ9 при амплитуде разрядного тока порядка 650 кА). Причины исчезновения  $Y_N$  могут быть различны, и в зависимости от этого отличается и причина выхода камеры из строя. Это может быть электрический пробой изолятора камеры ПФ или механическая деформация ее конструктивных элементов без явных следов электрического пробоя.

Другим важным фактором также является чистота рабочих поверхностей электродов и изолятора камеры для минимизации изменения массы ТПО. Планомерное снижение выхода нейтронов показано на рис. 2б (эксперименты проведены на камере типа ПФ7 при амплитуде разрядного тока порядка 350 кА). Величина  $Y_N$  снижается в течение сотен срабатываний, и в итоге либо выходит из требуемого диапазона, либо совсем исчезает до нуля.

**Рис. 2.** Примеры ресурсных кривых камер ПФ: **а** – резкий выход из строя, **б** – планомерное снижение выхода нейтронов.

Для регистрации абсолютного выхода нейтронов в результатах рис.2, а также при всех приведенных в дальнейшем измерениях использовался прибор СИВН61. Его работа основана на активации серебра и регистрации счетов его распада от быстрого и медленного изотопов Ag. Время измерения СИВН61 составляет 360 с. При измерениях прибор устанавливался на расстоянии от 150 до 800 мм от области пинчевания в камере ПФ (на одной оси с пинчем) и

определял абсолютный выход нейтронов при каждом срабатывании по счету числа распадов. Предварительно проводилась градуировка СИВН61 для каждой геометрии камеры ПФ и соответствующего ей генератора на эталонном источнике нейтронов, что позволяло определять градуировочные коэффициенты и проводить измерение выхода нейтронов камер ПФ с погрешностью не более 20 % (при  $P=0.95$ ).

Целью данной работы является рассмотрение физических процессов, отвечающих за ресурс работы герметичных камер ПФ. Разработанные конструкции камер ПФ во ВНИИА за счет перекрытия широкого диапазона рабочих токов  $I_{\max}$  и выходов  $Y_N$  позволяют экспериментально изучить влияние наиболее важных физических процессов, ограничивающих ресурс работы камер ПФ, и сделать обоснованные заключения о достижимом ресурсе их работы.

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕРМЕТИЧНЫХ КАМЕРАХ ПФ ОТПАЯННОЙ КОНСТРУКЦИИ

Развитие газового разряда в камерах ПФ принято рассматривать последовательно отдельными стадиями, каждая из которых имеет свои отличительные особенности [22]. В общем случае это стадия пробоя газа вдоль поверхности изолятора и формирования ТПО; стадия передачи энергии в ТПО от накопителя, описывающая ее ускоренное движение (часто эту стадию разбивают на стадию аксиального ускорения и радиального ускорения [22]), стадия сжатия ТПО в пинч, стадия жизни стабильного пинча и последующая стадия распада пинча, сопровождающаяся развитием неустойчивостей, формированием ускоренных ионных [23] и электронных [24] пучков, и кумулятивных плазменных струй [25]. Рассмотрим последовательно процессы, которые протекают на этих стадиях в камерах ПФ с точки зрения их влияния на ресурс работы камер.

Стадия электрического пробоя и формирования ТПО определяет однородность и равномерность формирования ТПО, что в итоге влияет на эффективность ее сжатия в пинч и на уровень выхода нейтронов. Эта стадия накладывает условие на выбор изолятора между электродами камеры ПФ с достаточной электропрочностью для обеспечения достаточно большого ресурса работы камер ПФ. Технически это определяется параметрами изоляторов. На следующей стадии движения ТПО набирает энергию от накопителя и температура оболочки быстро доходит до сотен электронвольт в течение микросекунд ( $T/4$ ), поскольку практически весь разрядный ток протекает по скин-слою ТПО [26]. Несмотря на короткую длительность воздействия, за время движения ТПО между электродами до сжатия ( $t_{oc}$ ), ТПО нагревает их, что приводит к локальным перегревам материала электродов (разрядный ток протекает по скин-слою в медном электроде), что в итоге приводит к эрозии и деформации электродов. Уровень эрозии тем больше, чем ближе это место к области пинчевания. Время нагрева электродов при

движении ТПО вдоль электродов составляет доли микросекунд (при скорости ТПО  $v_{PCS} \approx (3-4) \cdot 10^6$  см/с). На рис. 3а приведены фотографии анода камеры ПФЗ (1 МА) после нескольких десятков срабатываний, на которых видны структурные изменения материала. Локальный нагрев поверхности вплоть до температуры плавления может приводить к захвату и накоплению изотопов водорода в материале электродов. С точки зрения работоспособности камеры ПФ, захват рабочего газа приводит к изменению давления газа в камере, т. е. изменению режима ее работы. Эффективная генерация нейтронов возможна только при условии согласования времени сжатия ТПО в пинч с четвертью периода разряда ( $T/4$ ), при этом плазма пинча сжимается амплитудным значением разрядного тока  $I_{max}$ . Поэтому тепловые нагрузки на электроды камеры, развивающиеся на стадии движения ТПО, могут приводить к постепенному снижению уровня выхода нейтронов герметичных камер ПФ.

**Рис. 3.** Эрозия электродов камеры ПФЗ после нескольких десятков срабатываний в составе генератора (1 МА, 25 кДж): **а** – анод камеры ПФЗ, **б** – катод камеры ПФЗ (вдоль оси).

Стадия сжатия и существования пинча сопровождается еще большим ростом температуры плазмы, достигающей 1–2 кэВ [27]. Однако непосредственно пинч практически не взаимодействует с электродами. Поэтому разряд принято называть нецилиндрический  $z$ -пинч. Единственная область, находящаяся вблизи пинча – это верхушка анода. В ней обычно делают углубление диаметром 5–15 мм для исключения взаимного воздействия пинча и анода друг на друга (рис. 3а). Отверстие в аноде является известным решением [28], это в значительной степени исключает попадание паров материала анода в область пинчевания, которые ухудшают эмиссионные характеристики камеры ПФ (в частности, выход нейтронного излучения).

Однако по мере роста разрядного тока увеличивается электродинамическая сила, не только ускоряющая ТПО, но и воздействующая на конструкционные элементы камеры ПФ. Силу, действующую на анод камеры ПФ, можно оценить по формуле [29]

$$F(t) = \frac{i^2(t)}{2} \frac{\partial L}{\partial h}, \quad (1)$$

где  $i(t)$  – зависимость тока разряда от времени,  $L$  – индуктивность камеры ПФ,  $h$  – зазор между электродами.

При характерной амплитуде разрядного тока 1 МА камеры ПФЗ максимальное значение силы составит 130 кН. Прикладываемая сила носит импульсный характер и действует в течение всего времени протекания разрядного тока. Фактически это процесс импульсного удара по электродам камеры ПФ с суммарной длительностью порядка десятков микросекунд, который может приводить к их деформации, к разрушению и растрескиванию изолятора камеры,

контактирующего с анодом, и в целом конструкции токового коллектора, в который устанавливается камера ПФ, что в итоге может приводить к выходу камеры из строя.

На следующей стадии, при распаде пинча, протекает широкий комплекс физических процессов, связанных с развитием тех или иных неустойчивостей ( $m=0$  [30, 31],  $m=1$  [32], неустойчивость Рэлея–Тейлора [33], неустойчивость на нижней гибридной частоте [34] с областью аномально большого сопротивления плазмы и другие), в процессе которых формируются импульсные электрические поля, отвечающие в итоге за генерацию жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ), и нейтронное излучение камер ПФ в рамках пучково-мишенного механизма [35]. В частности, появление аномального сопротивления приводит к резкому спаду тока в области неустойчивости, т. е. к возникновению больших значений  $dI/dt$ . При этом возникает ЭДС индукции  $\varepsilon$ , препятствующая спаду тока. В области неустойчивости наведенное электрическое поле за счет ЭДС индукции направлено по току и тем самым оно ускоряет ионы в сторону катода, а электроны в сторону анода. В таком случае генерация ЖРИ и нейтронов в камере ПФ связана с появлением наведенной ЭДС индукции. При этом электроны переходят в режим “убегания”, характеризующийся критической напряженностью поля Драйсера [36]:

$$E_{Dr} = \frac{e^3 n \ln \Lambda}{4\pi \varepsilon_0^2 m_e v_{cr}^2} \quad , \quad (2)$$

где  $n$  – плотность плазмы,  $v_{cr} = (kT/m_e)^{1/2}$  – критическая скорость электрона (тепловая скорость),  $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм. После подстановки констант в формулу получим зависимость напряженности поля Драйсера от отношения плотности плазмы  $n$  к ее температуре  $T$ :

$$E_{Dr} = 1.06 \cdot 10^{-9} n [\text{см}^{-3}] / T [\text{эВ}] \quad . \quad (3)$$

Для средних параметров плазмы в пинче, измеренных на различных установках ПФ [37] ( $n=10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $T=1 \text{ кэВ}$ ), критическое поле Драйсера составляет  $E_{Dr}=10^5 \text{ В/см}$ . Таким образом, в пинче протекает ряд процессов, приводящих к генерации высокого напряжения, значительно превышающего зарядное напряжение конденсаторной батареи, поскольку наличие ускоренных электронных и ионных пучков, а также ЖРИ с энергиями до сотен килоэлектронвольт является надежно зафиксированным фактом [38–40]. С одной стороны, эти эффекты непосредственно отвечают за генерацию ионизирующих излучений в камерах ПФ, с другой стороны, мы получаем импульсное электрическое воздействие на камеру ПФ, значительно превышающее значения зарядного напряжения емкостного накопителя камеры ПФ, технологически ограниченного несколькими десятками килоэлектронвольт [2, 41].

На стадии распада пинча также происходит формирование направленных плазменных струй вдоль оси камеры ПФ с плотностью до  $10^{17} \text{ част/см}^3$  и температурой до единиц эВ [42]. В совокупности с узконаправленным ионным пучком с плотностью потока ионов на уровне  $10^{14}$

ион/см<sup>2</sup> [43], энергией от 35 до 1500 кэВ [44] и плотностью тока порядка кА/см<sup>2</sup> [45] столкновение плазменных струй (ПС) с электродами камеры ПФ создает импульсное тепловое воздействие на материалы, приводящее к их деформациям вплоть до плавления. Эти эффекты хорошо видны в экспериментах (рис. 36). Аналогично с воздействием ТПО на электроды, импульсный локальный нагрев приводит к накоплению дейтерия в электродах в области воздействия ПС. Оценка тепловой нагрузки от ПС в камерах ПФ может быть проведена по формуле

$$W = \frac{\chi E_C}{4\pi R_{PJ}^2}, \quad (4)$$

где  $E_C$  – энергия, запасаемая в конденсаторной батарее;  $\chi$  – доля энергии  $E_C$ , переходящей в ПС,  $R_{PJ}$  – радиус ПС в момент столкновения с электродом. Для генераторов ВНИИА с камерами ПФ значение  $E_C$  варьируется от 1 до 38 кДж (табл. 1), значение  $\chi$  оценено из расчетной программы МГД-код [46] и принято равным 1%, значение  $R_{PJ}$  принято 0.5 см (радиус пинча), поскольку электроды камер ПФ находятся на расстоянии около 5 см от области пинчевания и расхождения ПС не должно наблюдаться. В таком случае в соответствии с формулой (4) ПС в камерах создают тепловые нагрузки от 0.1 до 4.3 МДж/м<sup>2</sup> для  $E_C$  от 1 до 38 кДж соответственно. При этом пороги плавления Al, Mo и W составляют около 0.45 МДж/м<sup>2</sup>, 1.25 МДж/м<sup>2</sup> и 1.4 МДж/м<sup>2</sup> соответственно [47]. Это означает, что при столкновении ПС с электродами в камерах ПФ происходит значительный импульсный нагрев материала, влияющий на его структуру, и значительное локальное накопление рабочего газа в материале, что в свою очередь по аналогии с эффектами на стадии движения ТПО приводит к изменению рабочего давления в камерах ПФ и снижению уровня выхода нейтронов.

Таким образом, протекание электрического тока через камеру ПФ приводит к воздействию импульсных коротких тепловых нагрузок (длительностью единицы и десятки мкс) на электроды камеры, импульсного механического удара (длительностью десятки мкс) и импульсного скачка напряжения (длительностью доли мкс), каждые из которых могут существенно влиять на итоговый ресурс работы камер ПФ.

В случае работы с D+T-наполнением камер появляется дополнительный ограничивающий ресурс фактор – это накопление гелия по мере распада трития. Для камер ПФ с заполнением внутреннего объема рабочим газом, количество гелия можно определить по формуле [12]

$$N_{He\_Rel}(t) = \frac{N_{He}}{N_{He} + N_D + N_T} = \frac{1 - \exp(-\frac{t}{t_e})}{2} \quad (5)$$

где  $N_{He}$ ,  $N_D$ ,  $N_T$  – концентрации атомов гелия, дейтерия и трития соответственно,  $N_{He\_Rel}(t)$  – зависимость концентрации атомов He в камере ПФ от времени,  $t_e=17.7$  лет – время снижения количества атомов трития в  $e$  раз. Это приведет к 5-процентному содержанию гелия в камерах



ПФ уже через 2 года, что уже оказывает серьезное влияние на выход нейтронов. В камерах ВНИИА эта проблема решается с помощью использования блока генератора газа на основе пористого титана, в кристаллической решетке которого изотопы водорода в связанном состоянии содержатся большую часть времени [12]. При распаде трития образующийся гелий остается в кристаллической решетке титана и не выходит наружу в рабочий объем камер, пока насыщение титана по гелию меньше определенного уровня. Работа генератора газа в герметичных камерах ПФ, с точки зрения накопления гелия, достаточно подробно описана в работе [12].

### 3. ИМПУЛЬСНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ НАГРУЗКИ ПРИ РАБОТЕ КАМЕР ПФ

Взаимодействие ТПО с электродами камеры ПФ можно оценить, исходя из значения протекающих разрядных токов, измеряемых в экспериментах, и из температуры и размеров ТПО, которые в основном рассчитываются в программных моделях. В частности, в МГД-коде [46] для некоторых камер ПФ ВНИИА динамика изменения температуры ТПО до момента сжатия в пинч в точке соприкосновения с анодом следующая: за время сжатия ( $\sim T/4$ ) температура ТПО растет примерно от 200 до 600 эВ. В области пинчевания температура продолжает свой рост, но эта область разряда уже не контактирует с материалами электродов напрямую. Согласно расчетной модели, ширина разогретой области ТПО, контактирующей с анодом, составляет около 5–10 мм (варьируется для разных камер ПФ), что немного превышает ширину ТПО по плотности и значительно превышает ширину ТПО по области протекания разрядного тока (скин-слой). При этом, поскольку расчетная глубина скин-слоя в медном электроде при токах в сотни килоампер и длительностях разряда порядка микросекунд будет составлять сотни микрометров, плотность тока в точке соприкосновения ТПО с электродами составляет десятки и сотни кА/мм<sup>2</sup>. К тому же по мере движения ТПО вдоль анода происходит нарастание тока и уменьшение площади поверхности протекания тока, поэтому плотность тока увеличивается еще более резко. В итоге движение ТПО сопровождается локальным нагревом электродов, в особенности анода, что приводит к поверхностным дефектам и абляции электродов. В экспериментах это хорошо наблюдается по внешнему виду анодов камер ПФ после работы (рис. 4). С учетом описанного выше взаимодействия ПС с электродами камеры ПФ эти эффекты способствует вбиванию рабочего газа в материал электродов и изменению давления в камере ПФ, рассогласованию времени сжатия ТПО со значением  $T/4$  и постепенному снижению выхода нейтронов.

**Рис. 4.** Внешний вид анодов камер ПФ после работы (поверхности очищены от загрязнений): **а** – ПФ5 (200 кА), **б** – ПФ9 (600 кА), **в** – ПФ3 (1000 кА).

Экспериментальное изучение динамики изменения давления в камерах ПФ ВНИИА с электродами из бескислородной меди проведено на камере типа ПФ5 с встроенным манометром для контроля давления после каждого срабатывания. Камера ПФ5 работает при амплитуде токов 100–200 кА и подвергается наименьшему тепловому воздействию среди линейки камер ПФ ВНИИА. Манометр позволил установить наличие эффектов изменения давления. После изготовления камера ПФ5 имеет возможность наполнения рабочим газом через вакуумный вентиль. Предварительно на камере ПФ5 была проведена серия высоковольтных тренировок, описанных в [48], в течение которых наблюдался рост давления на доли торр за счет выделения примесей с поверхности электродов. В ходе высоковольтных тренировок происходит очистка поверхности электродов и камера выходит на рабочий режим примерно через 50 срабатываний, что сопровождается появлением импульсов нейтронов. При дальнейшей работе камеры ПФ рост давления не наблюдается. Присутствовал обратный процесс снижения давления в камере ПФ5 после каждого срабатывания. Проведены исследования работы камеры ПФ5 в режиме с заполнениями через вакуумный вентиль дейтерием и смесью дейтерия с более тяжелыми газами (He, Ar, N<sub>2</sub>, воздух). Добавки инертных газов в камеры ПФ используются для увеличения среднего выхода нейтронов и стабильности генерации излучения [49]. Обобщение результатов срабатываний приведено на рис. 5. Видно, что для всех случаев происходит характерное снижение давления практически при каждом срабатывании. В итоге при наполнении дейтерием за 14 срабатываний давление в камере суммарно снизилось на 0.25 торр, а при добавлении тяжелых газов снижение давления доходило до 1.4 торр за 20 срабатываний. Это приводило к снижению среднего уровня выхода нейтронов относительно наполнения чистым дейтерием в несколько раз. В частности, такое снижение обусловлено срабатываниями без генерации нейтронов, что связано с неэффективным сжатием ТПО в пинч.

**Рис. 5.** Динамика изменения давления рабочего газа в камере ПФ5 относительно номинального заполнения для разных составов газа в режиме генерации камерой нейтронного излучения: 1 – D+T, 2 – D, 3 – D+Ar, 4 – D+He, 5 – D+Air, 6 – D+N<sub>2</sub>.

Вероятно наблюдаемое снижение давления в камере ПФ при срабатываниях связано с абляцией поверхностей электродов и вырыванием с поверхностей частиц тяжелых металлов (меди) вследствие воздействия ТПО и ПС. После прохождения разряда в камере ПФ тяжелые частицы меди оседают обратно на поверхность электродов, захватывая более легкие частицы рабочего газа и вбивая их в поверхность. На спектрах с газоанализатора, снятых после работы камеры ПФ5, пик меди не наблюдается [48]. А общее давление после каждого срабатывания

снижается, т. е. вырывание тяжелых частиц меди носит импульсный характер (на время развития разряда в камере ПФ).

После работы при различных заполнениях (кривые 2–6 на рис. 5) камера была откачена и ГГ камеры ПФ5 был насыщен смесью дейтерия с тритием (50/50 %). В таком случае при использовании ГГ как источника рабочего газа в серии срабатываний не наблюдается ни снижения давления (кривая 1), ни изменения времени особенности ( $\langle t_{oc} \rangle = 525 \pm 8$  нс).

Таким образом, показано, что использование блока ГГ в составе герметичных камер ПФ позволяет компенсировать уменьшение давления рабочего газа при влиянии импульсных тепловых нагрузок на поверхностные слои материала электродов камер ПФ. Кроме того, ГГ практически безвозвратно поглощает тяжелые примесные газы, выделяющиеся с поверхности электродов в процессе работы, что обеспечивает чистоту рабочего газа и приводит к увеличению ресурса работы камер ПФ. Эти свойства камер ПФ с титановым ГГ позволяют достичь ресурса работы в тысячу срабатываний и более, что экспериментально подтверждено на камерах типа ПФ5 и ПФ7 с ГГ при D+D- и D+T-насыщениях. Пример работы ПФ5 приведен на рис. 6. Общий достигнутый экспериментальный ресурс работы камеры ПФ5 составил более 4500 срабатываний.

**Рис. 6.** Ресурс работы камеры ПФ5 с насыщенным дейтерием ГГ.

#### 4. ИМПУЛЬСНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАГРУЗКИ ПРИ РАБОТЕ КАМЕР ПФ

Импульсные электрические нагрузки на камеру ПФ в процессе работы главным образом связаны с кратковременным скачком напряжения в момент пинчевания. Амплитуду электрических импульсов, возникающих в камере ПФ в момент сжатия плазмы в пинч, можно наблюдать по скачку напряжения на высоковольтном щупе, подключенном между электродами камеры. Характерная осциллограмма такого импульса приведена на рис. 7. В момент пинчевания уровень выброса напряжения превышает 50 кВ при зарядном напряжении конденсаторной батареи накопителя 20 кВ. Амплитуда выброса превышает зарядное напряжение в несколько раз, поэтому изоляторы камер ПФ проектируются таким образом, чтобы выдерживать такие импульсные скачки напряжения. Однако амплитуда скачков напряжения является плохо прогнозируемым значением, поскольку зависит от динамики процессов в пинче. Поэтому изоляторный узел камер ПФ должен, с одной стороны, проектироваться так, чтобы с запасом обеспечивать электропрочность камеры ПФ с учетом скачка напряжений, имеющего стохастический характер, но, с другой стороны, быть достаточно компактным для минимизации общей индуктивности камеры ПФ.

**Рис. 7.** Характерный скачок напряжения на камере ПФ в момент пинчевания.

Проблема скачка напряжения ярко проявляется на камере типа ПФ9, в стандартную конструкцию которой входит керамический изолятор толщиной 6 мм. Поэтому в этом разделе приводятся экспериментальные результаты работы камер ПФ9 и их модификаций. С учетом электропрочности керамики изолятор камеры ПФ9 рассчитан на скачок напряжения примерно 70 кВ. Поскольку керамика, как и другие изоляционные материалы, может содержать внутренние дефекты, то для большей надежности проводится непосредственный контроль электрических характеристик изолятора, устанавливаемого в камеру ПФ. Для подтверждения электрических характеристик изоляторов камер ПФ они подвергаются проверке электропрочности в диэлектрической жидкости в импульсно-периодическом режиме (амплитуда импульсного напряжения до 130 кВ, длительность импульса 3 мкс). В случае, если изолятор не проходит контроль электропрочности, в нем развивается электрический пробой, хорошо различимый на осциллограммах напряжения. Это связано с наличием внутренних и внешних сколов, трещин, раковин и других дефектов, не видимых визуально под микроскопом (рис. 8а).

**Рис. 8.** Следы электрического пробоя на изоляторе камеры типа ПФ9: **а** – при пробое изолятора на испытательном стенде, **б** – после пробоя изолятора при работе камеры в составе генератора, энергия накопителя 5 кДж.

Камеры ПФ9 выходят из строя при срабатывании ввиду электрического пробоя изолятора. При работе камеры ПФ9 в составе генератора значение импульса напряжения в момент пинчевания носит стохастический характер и варьируется от одного срабатывания к другому. В отличие от электрического пробоя при проверке электропрочности изолятора в испытательном стенде при пробое изолятора в камере ПФ в составе генератора значительная часть энергии накопителя, как правило, протекает через образовавшийся токовый канал. Это приводит к большому локальному выделению энергии, что сопровождается образованием множественных трещин и отколу фрагментов керамики (рис. 8б).

В целом возникает проблема оценки уровня импульсных электрических нагрузок при срабатывании камеры ПФ на элементы ее конструкции. В пинче на этапе развития неустойчивостей и области с аномальным сопротивлением уровень наводимых напряжений ЭДС индукции достаточен для формирования ускоренных ионных пучков с энергиями до сотни килоэлектровольт и электронных пучков с энергиями до нескольких сотен килоэлектровольт, регистрируемых напрямую цилиндрами Фарадея [50], поясами Роговского [51] или косвенно по энергии рентгеновского излучения, регистрируемого за стенками камер ПФ [52, 53]. При этом

мы не умеем управлять уровнем формирующейся ЭДС индукции и скачком напряжения на стадии распада пинча. Но измеренные высоковольтными делителями амплитуды импульсов напряжения между анодом и катодом в момент особенности при работе камеры ПФ9 достигают значений 100 кВ при амплитуде косинусоидального импульса напряжения на емкостном накопителе камеры ПФ около 20 кВ.

Оценку реального уровня максимальных напряжений в пинче  $U_{\max}$  можно проводить по косвенным признакам. В работе проведено экспериментальное исследование зависимости выхода нейтронов от измеряемого уровня скачка напряжения в момент пинчевания. Выход нейтронов камер ПФ как основной параметр объединяет влияние всех протекающих процессов и начальных параметров (давление, напряжение, ток и т.д.) и является надежно измеряемым. Зависимость  $Y_N(U_{\max})$  для камеры типа ПФ9 приведена на рис. 9. Видна явная корреляция между  $Y_N$  и  $U_{\max}$ , характер которой приемлемо описывается линейной зависимостью. Увеличение измеряемого напряжения  $U_{\max}$  соответствует пропорциональному увеличению энергии ускоряемых ионов и электронов. В рамках пучково-мишенного механизма генерации нейтронов увеличение средней энергии в ионном пучке приводит к увеличению сечения реакций синтеза D–D или D–T и как следствие росту  $Y_N$ . При разрядном токе порядка 600 кА данная камера обеспечивает выход нейтронов  $1 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп, что соответствует амплитуде импульса напряжения  $U_{\max} \sim 25$  кВ. В предельных режимах при  $Y_N$  до  $3 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп значения  $U_{\max}$  доходят до 50–60 кВ. Измеряемая в экспериментах средняя энергия ионного и электронного пучков составляет 40–70 кэВ [54], поэтому увеличение энергии ионов в пучке примерно в два раза при росте амплитуды разрядного тока приводит к увеличению выхода нейтронов за счет роста сечения. В случае дальнейшего роста ускоряющего напряжения (соответственно тока)  $Y_N$  может и не расти (по крайней мере для D–D-реакции).

**Рис. 9.** Зависимость выхода нейтронов  $Y_N$  от скачка напряжения при  $U_{\max}$  для камеры типа ПФ9 (D–T-реакция).

На практике же камеры ПФ9 выходят из строя при превышении определенного уровня выхода нейтронов. На рис. 10а приведены данные ресурсных испытаний камер ПФ9 с целью обеспечить не менее 100 срабатываний с выходом нейтронов. На рис. 10а можно видеть, что камеры перестают работать после превышения определенного уровня выхода нейтронов. Если  $\langle Y_N \rangle$  меньше порогового значения, то камеры сохраняют работоспособность в течение сотни срабатываний (№165 – 180, №162 – 133, №149 – 285, №390 – 110 срабатываний.). Для этих камер испытания были остановлены, камеры сохранили работоспособность. В случае же превышения некоторого порогового значения  $\langle Y_N \rangle$  камеры начинают выходить из строя, причем это может

наблюдаться как после десятков срабатываний (например № 390 – 411 срабатываний), так и буквально после нескольких срабатываний (например №379 – 6, №367 – 12 срабатываний). При этом, если обратиться к данным рис. 9, то средний выход нейтронов на уровне  $(1-2) \cdot 10^{11}$  нейтр/имп соответствует скачку напряжения 20–40 кВ, что с большим запасом должно обеспечиваться электропрочностью изолятора.

**Рис. 10.** Данные ресурсных испытаний камер: а – ПФ9, б – ПФ10;  $\langle Y \rangle$  – среднее значение за 100 срабатываний,  $Y_{\max}$  – максимальный выход нейтронов в серии.

Проблема заключается в том, что работа камер ПФ связана с некоторым случайным разбросом (нестабильностью) значений нейтронного выхода в каждом отдельном срабатывании, а учитывая связь нейтронного выхода со скачком напряжения на электродах камеры ПФ, можно сделать вывод, что к выходу из строя камер ПФ приводит не большое количество импульсов напряжения в камере, а отдельные импульсы напряжения, достаточно случайным образом (стохастически) наводимые на электроды камеры ПФ в момент особенности, с амплитудными значениями  $U_{\max}$ , превышающими пробойной напряжения  $U_{\text{проб}}$  используемых керамических изоляторов. Так, например, при среднем выходе нейтронов камер  $\langle Y_N \rangle \sim 1.6 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп наблюдаются срабатывания с максимальным выходом  $(2.5-3.0) \cdot 10^{11}$  нейтр/имп, сопровождающиеся большими скачками напряжения  $U_{\max}$ . Представленный на рис. 9 экспериментальный материал показывает, что даже при фиксированной величине выхода нейтронов наводимые значения  $U_{\max}$  имеют большой относительный разброс  $\Delta U_{\max} / U_{\max} = 0.2-0.3$ . Это означает, что для сохранения работоспособности камеры при количестве включений  $N$  суммарная вероятность  $P(N, U_{\max} > U_{\text{проб}})$  появления напряжения  $U_{\max}$  больше  $U_{\text{проб}}$  должна быть много меньше единицы. При фиксированной величине требуемого выхода камеры  $\langle Y_N \rangle$  и известном виде распределения  $U_{\max}(Y_N)$ , задаваясь величиной  $U_{\text{проб}}$ , можно посчитать вероятность реализации заданной величины ресурса  $N_{\text{life}}$ .

Фактически среднее значение  $\langle Y_N \rangle$  позволяет определить диапазон работы камер, при котором вероятность появления больших выходов нейтронов мала. Таким образом:

- режимы работы камер ПФ с более высокими выходами нейтронов должны оказывать более высокую электрическую нагрузку на изолятор камер;
- при рассмотрении процессов возникновения импульсного напряжения на камере ПФ необходимо ориентироваться на максимальные, а не на средние значения скачков напряжения в момент особенности при конкретном нейтронном выходе и конкретных параметрах накопителя ИНГ из-за наличия случайного характера возникновения данных скачков. Вероятность выхода камеры ПФ определяется реализацией случайного выхода нейтронов больше некоего порогового

значения. Если известно распределение выходов нейтронов  $P(Y_N)$  и известна экспериментально определенная связь  $Y_N(U_{\max})$ , можно определить максимально возможный выход для камеры данного типа  $Y_{\max}$ , превышение которого может приводить к пробое изолятора.

Можно получить вероятности появлений импульса напряжений на изоляторе камеры ПФ в предположении нормальности распределений для различных значений выхода нейтронов, определяющих амплитуду напряжения на изоляторе (см. рис. 9) при значении относительного среднего квадратичного отклонения ( $\sigma$ ) выхода нейтронов 30%, что близко к наблюдаемому разбросу напряжений на изоляторе камеры.

Суммарная вероятность  $P$ , при которой выход нейтронов  $Y_N$  будет превышать предельно допустимую величину  $Y_{\max}$  (при которой импульс напряжения превышает предел электропрочности изолятора), будет равна  $P = 1 - P_{\text{norm}}(Y_{\max}, \langle Y_N \rangle, \sigma)$ . Из этого можно оценить общий ресурс работы камеры по соотношению  $N_{\text{life}}(1 - P_{\text{norm}}(Y_{\max}, \langle Y_N \rangle, \sigma)) \approx 1$ . Смысл этого математического выражения в том, что при числе включений  $N_{\text{life}}$  изолятор пробьется с вероятностью, близкой к единице. Тогда

$$N_{\text{life}} = 1 / (1 - P_{\text{norm}}(Y_{\max}, \langle Y_N \rangle, \sigma)).$$

Так, при среднем выходе  $1 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп и  $\sigma = 30\%$  вероятность появления выхода  $Y_{\max} > 2.0 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп составит  $P = 1 - P_{\text{norm}}(Y_{\max} > 2, 1.0, 0.3) = 0.99957$ . Это соответствует ресурсу  $N_{\text{life}} = 1 / (1 - P_{\text{norm}}(Y_{\max}, 1.0, 0.3)) = 1 / (1 - 0.99957) = 2325$  срабатываний. А уже при среднем выходе нейтронов  $2 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп и  $\sigma = 30\%$  вероятность появления выхода более  $2.0 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп составляет  $P_{\text{norm}}(Y_{\max}, 2.0, 0.3) = 0.5$ , т. е. камера ПФ9 пробьется через несколько включений, возможно, через несколько десятков включений, так как пробой обычно сопровождается предпробойной стадией. Таким образом, можно построить зависимости достижимого ресурса работы камеры ПФ от стабильности генерации нейтронного выхода в терминах  $\sigma$ , связанного с амплитудой скачка напряжения в момент пинчевания. Такая расчетная зависимость для камеры ПФ9 приведена на рис. 11.

**Рис. 11.** Зависимость ресурса камеры ПФ9 от  $\sigma Y_N$  при разных значениях предельного выхода нейтронов  $Y_{\max}$ .

Исходя из сказанного можно утверждать, что камера ПФ, работающая с большей стабильностью, будет иметь больший ресурс, так как вероятность реализации больших выходов, приводящих к пробое изолятора, для нее будет меньше, чем для менее стабильно работающей камеры ПФ. Отсюда следует, что для получения больших ресурсов работы надо стремиться создавать стабильно работающие камеры ПФ. Камеры типа ПФ9 имеют среднеквадратичный разброс выходов около 20 %. Это означает, что при среднем значении выхода  $1 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп

вероятность иметь выходы больше  $1.5 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп  $P(Y > 1.5 \cdot 10^{11} \text{ нейтр/имп}) = 0.007$ , т.е. меньше процента, а при  $1.8 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп вероятность меньше 0.00003. Расчет проводился в предположении нормальности распределений выходов с  $\sigma = 20\%$ .

Поскольку ВНИИА обладает достаточно большим набором экспериментальных данных работы различных камер ПФ: ПФ5, ПФ7, ПФ9, ПФ10, ПФ3, имеющиеся данные позволяют связать уровень скачка напряжения с ресурсом работы камер ПФ с заданным нейтронным выходом. На рис. 12 приведена скейлинговая эмпирическая зависимость максимального выхода нейтронов камер ПФ от электропрочности керамических изоляторов  $E$  (кВ) для камер типа ПФ5, ПФ7, ПФ9, ПФ10, ПФ3 и их модификаций, что перекрывает диапазон выхода нейтронов от  $10^7$  до  $10^{12}$  нейтр/имп (по D+T) и разрядных токов от 100 до 1200 кА.

**Рис. 12.** Эмпирическая зависимость максимального выхода нейтронов  $Y_N$  камер ПФ от электропрочности изоляторного узла  $E$ .

Получается, что по известному предельному уровню электропрочности можно моделировать электрические нагрузки и проектировать изоляторы камер ПФ с достаточной надежностью. Так, для камеры типа ПФ9 электропрочность керамического изолятора составляет 68кВ, что позволяет получать  $Y_N \sim$  до  $1.2 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп в течение ресурса в сотню срабатываний. Для увеличения достижимого выхода нейтронов (если это позволяет эмпирическое скейлинговое соотношение) изоляторный узел камеры ПФ9 нужно проектировать таким образом, чтобы он выдерживал импульсные скачки напряжения с амплитудой более 68 кВ, либо режимы работы камеры ПФ9 должны обеспечивать непревышение некоторого предельного значения  $\langle Y_N \rangle = 1.2 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп, при котором вероятность появления предельных скачков напряжения становится крайне мала.

Технически вопрос повышения электропрочности изолятора камер ПФ может быть реализован различными способами: заменой материала изолятора, увеличением толщины изолятора, использованием составного или профилированного изолятора и др. Это определяется конструктивными и технологическими решениями для конкретной камеры ПФ и задачей минимизации начальной индуктивности камеры для повышения эффективности ее работы. В настоящей статье приводятся экспериментальные результаты сравнения работы модифицированной камеры ПФ9 – ПФ10 с утолщенным изоляторным узлом (геометрия электродов не изменялась). Вариант утолщенного изолятора выбран ввиду относительной простоты его реализации и достаточности. Результаты испытания 14 образцов камер ПФ10 на лабораторном стенде приведены на рис. 10б. На рис. 10б показан средний выход нейтронов данных камер за 100 последовательных срабатываний (по результатам испытаний все камеры



сохранили работоспособность) и предельные значения выхода нейтронов до  $(2-4) \cdot 10^{11}$  нейтр/имп, достигнутые на каждой камере, которые также не привели к выходу камер ПФ из строя. В целом видно, что надежность работы данных камер ПФ повысилась.

Для подтверждения увеличения ресурса работы камер ПФ при обоснованной достаточной электропрочности изолятора на камере типа ПФ10 осуществлено более 450 срабатываний с постепенным ужесточением режимов испытаний. Результаты работы камеры приведены на рис. 13. После изготовления на данной камере осуществлено 200 срабатываний при наполнении камеры дейтерием (при давлениях от 10 до 18 торр), после чего проведено штатное насыщение генератора газа камеры D+T-смесью и осуществлено еще более 250 срабатываний. При D-наполнении предельный выход нейтронов составил  $Y_{N,D+D}=2 \cdot 10^9$  нейтр/имп, а при D+T-наполнении  $Y_{N,D+T}=(2.5-3.2) \cdot 10^{11}$  нейтр/имп в разных режимах.

В итоге, можно сделать заключение, что обоснованное обеспечение достаточной электропрочности изоляторного узла камер ПФ на основе эмпирической скейлинговой зависимости предельного уровня выхода нейтронов от электропрочности изоляторного узла  $Y_N(E)$ , а также повышение стабильности генерации нейтронного излучения камерами ПФ позволяют в значительной степени увеличить ресурс работы камер ПФ и исключить импульсные электрические нагрузки в период пинчевания как ограничивающий фактор ресурса работы камер ПФ.

**Рис. 13.** Зависимость  $Y_N$  от числа срабатываний камеры типа ПФ10.

## 5. ИМПУЛЬСНЫЕ МЕХАНИЧЕСКИЕ НАГРУЗКИ ПРИ РАБОТЕ КАМЕР ПФ

Развитие разряда в камере ПФ по мере движения ТПО связано с нарастанием амплитуды разрядного тока и формированием магнитного поршня, толкающего ТПО вдоль электродов. Эта же пондеромоторная сила оказывает влияние на электроды камеры ПФ, но в обратном направлении, и может быть описана формулой (1). Время воздействия силы  $F(t)$  соответствует времени протекания синусоидального разряда тока в камере, и для характерных параметров накопителя с камерами ПФ составляет 3–5 и более периодов разряда. При этом действие силы имеет импульсно-периодический характер, который определяется током разряда.

Рассмотрим влияние электродинамической силы на примере конструкции камеры ПФ10, описанной в предыдущем разделе. Поскольку для ПФ10 ограничение ресурса работы, связанное с импульсным скачком напряжения, фактически снято (рис. 13), возникает вопрос, могут ли в камерах развиваться механические деформации, приводящие к их выходу из строя. При анализе

возможных механических деформаций принципиальным вопросом может быть крепление камеры в токовом коллекторе и конструкция коллектора в целом. Поэтому для камеры ПФ10 рассмотрена модель на основе метода конечных элементов, которая учитывает геометрические параметры токового коллектора с камерами ПФ, используемые материалы, параметры силы  $F(t)$ , действующей на электроды камеры ПФ, граничные и начальные условия. В качестве граничных условий в модели использованы жесткое закрепление и неподвижность на протяжении всего расчета элементов опор, используемых для установки коллектора. Сила  $F(t)$ , действующая на анод камер ПФ, прикладывается ко всей внешней поверхности анода и имеет импульсно-периодический характер. Значения силы в каждый момент времени определялось зависимостью  $F(t)$  по формуле (1), задаваемой в виде аналитической функции, определяемой током разряда и геометрией камеры.

Зависимость тока разряда от времени задавалась следующим соотношением для последовательной RLC-цепи:

$$i(t) = U_0 \sqrt{\frac{C}{L_\Sigma}} e^{-\frac{R_\Sigma t}{2L_\Sigma}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{L_\Sigma C}}\right), \quad (6)$$

где  $U_0$  – зарядное напряжение конденсаторной батареи емкостью  $C$ ,  $L_\Sigma$  и  $R_\Sigma$  – суммарные индуктивность и сопротивление всех элементов основного разрядного контура установки.

На рис. 14 показан пример расчета действия силы  $F(t)$  для камеры ПФ10 при амплитуде разрядного тока 600 кА. В связи с импульсным характером прикладываемой силы в модели рассчитывался временной отклик механической системы из коллектора камеры, определялись распределения напряжений по Мизесу в элементах конструкции в зависимости от времени. В модельных расчетах использована система дифференциальных уравнений:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \nabla S + F_V, \quad (7)$$

$$S = S_{ad} + C: \epsilon_{el}, \quad (8)$$

$$\epsilon_{el} = \epsilon - \epsilon_{inel}, \quad (9)$$

$$\epsilon_{inel} = \epsilon_0 + \epsilon_{ext} + \epsilon_{th} + \epsilon_{hs} + \epsilon_{pl} + \epsilon_{cr} + \epsilon_{vp}, \quad (10)$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} [(\nabla u)^T + \nabla u], \quad (11)$$

$$C = C(E, \nu), \quad (12)$$

где  $T$  – температура окружающей среды,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $\rho$  – плотность.

В качестве начальных условий использованы отсутствие смещения элементов конструкции друг относительно друга и относительно использованной системы координат ( $u_0 = 0$ ) и отсутствие начальной скорости всех элементов конструкции ( $\partial u_0 / \partial t = 0$ ). В качестве граничных условий использовано отсутствие смещений элементов опор коллектора ( $u(t)_{\text{опор}} = 0$ ).

**Рис. 14.** Электродинамическая сила  $F(t)$ , действующая на анод камеры ПФ10.

Результаты воздействия электродинамической силы  $F(t)$  на внутренний электрод камеры ПФ10, закрепленной в токовом коллекторе, показали, что основные области с максимальными напряжениями для камеры ПФ10 сосредоточены в верхней части керамического изолятора (вблизи анода камеры ПФ) и достигают значений в 100 МПа (что примерно в три раза меньше предела прочности используемой керамики на изгиб). Следует отметить, что хотя предел прочности при сжатии не нормируется, его значения обычно превышают значения прочности при изгибе. Это позволяет сделать вывод о том, что расположение максимальных значений механических напряжений в верхней части изолятора не оказывает критического влияния на целостность всего изолятора для камеры ПФ10, поскольку в данных областях деформирующие усилия направлены в основном на сжатие. В областях вблизи катода возможно наличие как сжимающих, так и изгибающих усилий, но максимальные значения напряжений в этих областях находятся вблизи 40 МПа, что почти в 10 раз меньше предела прочности керамики. В этой области наблюдается отклик, имеющий колебательный характер с частотой  $\nu \sim 5.5$  кГц (основная резонансная частота камеры в данном случае), затухающий с постоянной времени  $\tau \sim 0.5$  мс. Максимальные значения механических напряжений наблюдаются спустя  $t_{\text{max}} \sim 45$  мкс от начала воздействия силы и составляют  $\sigma \sim 40$  МПа.

В целом с ростом амплитуды тока, протекающего через камеру ПФ при работе установки, механические напряжения в разных элементах камеры также возрастают. Поскольку механический отклик системы коллектора с камерой ПФ происходит за время существенно большее, чем период разряда конденсаторной батареи, то влияние периода разряда на механические напряжения в элементах конструкции камер практически отсутствует. Можно оценить предельный уровень разрядного тока, при котором действие силы  $F(t)$  станет критическим и будет приводить к деформациям конструкции с данным изоляторным узлом. На рис. 15 приведена зависимость максимальных механических напряжений, наблюдаемых в объеме керамического изолятора камер ПФ10 от амплитуды разрядного тока. Максимальные значения механических напряжений в керамическом изоляторе наблюдаются в части, непосредственно

прилегающей к аноду камеры, и превышение ими значений прочностных характеристик керамики может приводить к механическим поломкам изолятора. Так, полученные результаты расчетов показывают, что для камеры ПФ10 с керамическим изолятором, толщиной  $H_i = 7$  мм, превышение прочностных характеристик керамики (предела прочности на изгиб – 320 МПа) происходит при значениях амплитуды разрядного тока около 1100 кА.

**Рис. 15.** Зависимость максимальных механических напряжений, наблюдаемых в объеме керамического изолятора камер ПФ10 от амплитуды разрядного тока.

Для работы с токами свыше 1 МА и увеличением выхода нейтронов в соответствии со скейлинговым соотношением  $Y_N(I_{\max})$  [55] требуется камера ПФ с геометрией электродов, отличной от ПФ10. Поэтому для импульсных нейтронных генераторов с токами свыше 1 МА используются камеры типа ПФ3. Толщина керамического изолятора в ПФ3 составляет  $H_i = 8$  мм. При этом расчетные уровни напряжений вблизи изолятора также достигают критических значений 300 МПа (конструкция и технология изготовления изоляторного узла камер ПФ3 и ПФ10 аналогичны). Данные камеры используются для генерации нейтронов с выходом до  $10^{12}$  нейтр/имп на установке с током до 1200 кА, но для них исключено критическое влияние импульсных скачков напряжения при срабатывании.

Экспериментальные исследования работы камер ПФ3 на макете генератора ИНГ-105 позволили выяснить средний ресурс работы камер данных типов и характер их выхода из строя. Для камер ПФ3 ресурс работы при токах свыше 1100 кА варьировался от 4 до 230 срабатываний, средний ресурс по девяти камерам ПФ3 составил 112 срабатываний, но характер разрушений камеры после работы отличался от камер ПФ10 (см. рис. 8). При испытаниях камер ПФ3 их выход из строя обычно сопровождается планомерным снижением выхода нейтронов, который в итоге пропадает совсем (рис. 16). Внешний вид камеры после работы показал, что изолятор (8 мм) сохранил целостность, но наблюдаются явные деформации анода. Анод камеры ПФ3 выбивает из изоляторного узла таким образом, что образовывается зазор между анодом и изолятором (рис. 17а), также происходит деформация внутренних частей камеры ПФ, в частности ножки анода (рис. 17б). Планомерное снижение выхода нейтронов на камере ПФ3 объясняется тем, что в процесс работы постепенные механические деформации электрода приводят к ухудшению условий пробоя вдоль изолятора и формирования однородной ТПО, что в конечном счете выразилось в невозможности эффективного ускорения и сжатия ТПО в пинч на данной камере.

**Рис. 16.** Результаты работы камеры ПФЗ на установке ИНГ-105 при  $I_{\max} > 1100$  кА.

**Рис.17.** Составные части камеры типа ПФЗ после работы в составе генератора с амплитудой тока 1100 кА: **а** – прииоляторная ооласть, **б** – ноока анода.

По приведенным результатам модельного расчета и экспериментальным исследованиям работы камер типа ПФЗ можно сделать следующие выводы:

- импульсные механические нагрузки, вызванные протеканием тока с амплитудой в сотни килоампер, могут приводить к деформациям конструктивных элементов камер ПФ, и для камер ПФ ВНИИА с электродами из бескислородной меди и керамическим изолятором оказывают существенное влияние при токах свыше 1100 кА;

- значение протекающего разрядного тока через электроды камер ПФ значительно более стабильная и предсказуемая величина, чем импульсный скачок напряжения в момент пинчевания. Тем не менее результаты воздействий могут носить стохастический характер, что зависит и от стабильности протекающих процессов в камере ПФ, и от технологии и качества изготовления камер (например глубина сварных швов);

- импульсное механическое воздействие в отличие от импульсного электрического может носить накопительный характер по мере наработки числа срабатываний, в итоге приводящий к деформациям конструктивных элементов камеры ПФ. Так, например, в экспериментах на камерах ПФЗ наблюдались деформации катодной полусферы вблизи оси камеры ПФ, которые для меди толщиной 3 мм возможны при напряжениях 1000 МПа, не достижимых в отдельном срабатывании камеры ПФ при амплитуде тока разряда 1100кА;

- учет влияния импульсных механических нагрузок при срабатывании камер ПФ требует реализации конструктивных решений в камерах ПФ, нивелирующих механические воздействия. Например, замена бескислородной меди на более механически прочные материалы. Так, в камере КПУ-200 [13] с  $I_{\max}=1.5$  МА катод изготовлен из углеродистой конструкционной стали; на камере Т19-Л134 [56] с  $I_{\max}=2.0$  МА (камера ПФ как источник импульсного жесткого рентгеновского излучения) электроды изготовлены из стали 12Х18Н10Т, что позволило избежать механических деформаций камер ПФ. Поэтому действие электродинамической силы при развитии разряда в камере ПФ должно учитываться с точки зрения импульсного механического воздействия на конструкционные элементы камеры и может быть нивелировано путем использования более прочных материалов либо конструктивными решениями. С учетом реализации конструктивных решений на сегодняшний день эмпирический ресурс работы камер

ПФЗ составляет 150–200 срабатываний. Планируется увеличение ресурса работы камер за счет замены материала.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом на основе результатов эмпирических исследований работы камер ПФ показано, что их ресурс работы ограничивается тепловыми, электрическими и механическими воздействиями на электроды и изолятор от развития разряда. При срабатывании камер ПФ наблюдается постепенное снижение давления рабочего газа на  $\Delta p = (5-50)$  мторр. Это связано с вбиванием рабочего газа в материал электродов камеры при каждом срабатывании. Использование генератора газа нивелирует этот эффект и позволяет достигнуть стабильного уровня выхода нейтронов малогабаритных камер ПФ в течение тысяч срабатываний. Также при работе с камерами ПФ при разрядных токах выше 600 кА и запасаемых энергиях порядка 10 кДж наблюдаются импульсные скачки напряжения, приводящие к электрическому пробое изолятора. Показано, что обоснованное обеспечение достаточной электропрочности изоляторного узла камер ПФ на основе эмпирической скейлинговой зависимости предельного уровня выхода нейтронов от электропрочности изоляторного узла  $Y_N(E)$ , а также повышение стабильности генерации нейтронного излучения камерами ПФ позволяют в значительной степени увеличить ресурс работы камер ПФ и исключить импульсные электрические нагрузки в период пинчевания как ограничивающего фактор ресурса работы камер ПФ. Увеличение электропрочности изоляторного узла на 15 % позволило достичь ресурса работы камер ПФ более чем 400 срабатываний (200 срабатываний при D+D-наполнении  $\langle Y_N \rangle = 1.1 \cdot 10^9$  нейтр/имп и затем более 200 срабатываний при D+T-наполнении  $\langle Y_N \rangle = (1.3-1.7) \cdot 10^{11}$  нейтр/имп). При разрядных токах свыше 1000 кА и запасаемых энергиях порядка 30 кДж для камер ПФ с электродами из бескислородной меди и керамическим изолятором наблюдается импульсное ударное механическое воздействие на камеру ПФ, приводящее к деформациям конструктивных элементов камеры. Нивелирование влияния данных воздействий достигается конструктивными решениями и заменой материала электродов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yurkov D.I., Dulatov A.K., Lemeshko B.D., Golikov A.V., Andreev D.A. et.al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. 653. 012019. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/653/1/012019>
2. Krishnan M. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2012. V. 40. № 12. P. 3189. <https://doi.org/10.1109/TPS.2012.2222676>
3. Fillipov N. V., Fillipova T. I., Vinogradov V. P. // Nucl. Fusion Suppl. 1962. V. 2. P. 577.

4. Lee S., Saw S.H. // Int. J. Energy Res. 2012. V. 36. P. 1366. <https://doi.org/10.1002/er.1918>
5. Coverdale C. A., Deeney C., Velikovich A. L., Davis J., Clark R. W., Chong Y. K., Chittenden J., Chantrenne S., Ruiz C. L., Cooper G. W., Nelson A. J., Franklin J., LePell P. D., Apruzese J. P., Levine J., Banister J. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. № 5. P. 056309. <https://doi.org/10.1063/1.2710207>
6. Magyar R. J., Mangan M. A., Martin M. R., et.al. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. № 7. P. 070501. <https://doi.org/10.1063/5.0007476>
7. Cherdizov R. K., Fursov F. I., Kokshenev V. A., Kurmaev N. E., Labetsky A. Yu., Ratakhin N. A., Shishlov A. V., Cikhart J., Cikhartova B., Klir D. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012017. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/830/1/012017>
8. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н. и др. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 8. С. 673. <https://doi.org/10.7868/S0367292117080029>
9. Gribkov V.A., Banaszak A., Bienkowska B., Dubrovsky A.V., Ivanova-Stanik I., Jakubowski L., Karpinski L., Miklaszewski R.A., Paduch M., Sadowski M.J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 3592. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/12/008>
10. Herold H., Jerzykiewicz A., Sadowski M., Schmidt H. // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. № 8. P. 1255 <https://doi.org/10.1088/0029-5515/29/8/002>
11. Макеев Н.Г., Румянцев В.Г., Черемухин Г.Н. Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстропротекающих процессов / Под ред. Н.Г. Макеева. Саров: Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, 1996. С. 281.
12. Leshko B.D., Dulatov A.K., Mikhailov Yu V., Prokuratov I.A., Selifanov A.N., Fatiev T.S., Andreev V.G. // Matter and Radiation at Extremes. 2017. V. 2. № 6. P. 303. <https://doi.org/10.1016/j.mre.2017.08.001>
13. Завьялов Н.В., Маслов В.В., Румянцев В.Г. и др. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 3. С. 276. <https://doi.org/10.7868/S0367292112120074>
14. Meng Wang. Recent Progress of Pulsed Power Technology and its Application in IFP // 7th International Conference on Matter and Radiation at Extremes. Plenary Section PII: Plenary Presentation 2. Huangzhou, 2024.
15. Jianjun Deng, Weiping Xie, Shuping Feng, Meng Wang, et.al. // Matter and Radiation at Extremes. 2016. V. 1. № 1. P. 48. <https://doi.org/10.1016/j.mre.2016.01.004>
16. Юрков Д.И., Лавренин В.А., Лемешко Б.Д. и др. // ПТЭ. 2021. Т. 6. С. 47. <https://doi.org/10.31857/S0032816221060124>
17. Tarifeño-Saldivia A., Mayer R.E., Pavez C., Soto L. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. № 1. P. 013502. <https://doi.org/10.1063/1.4842297>

18. Tartari A., Da Re A., Mezzetti F., Angeli E., De Chiara P. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2004. V. 213. P. 607. [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(03\)01655-0](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(03)01655-0)
19. Ramos G., Martinez M., Herrera J.J.E., Castillo F. // J. Physics: Conference Series. 2015. V. 591. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/591/1/012031>
20. Verdejo V., Radl A., Barquinero J-F., Jain J., Davis S., Pavez C., Soto L., Moreno J. // J. Appl. Phys. 2023. V. 133. № 16. P. 163302. <https://doi.org/10.1063/5.0141529>
21. Mather J. W. // Phys. Fluids Suppl. 1964. V. 7. № 5. P. 528.
22. Rafique M. S. PhD Thesis. National Institute of Education Nanyang Technological University, Nanyang, 2000.
23. Haines. M.G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53. P. 1. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/9/093001>
24. Akel M., AL-Hawat S., Ahmad M., Ballul Y., Shaaban S. // Plasma. 2022. V. 5. P. 184. <https://doi.org/10.3390/plasma5020014>
25. Kalashnikov I.Y., Beskin V.S., Krauz V.I. // Astron. Rep. 2024. V. 68. P. 365. <https://doi.org/10.1134/S1063772924700355>
26. Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю., Макеев Н.Г. и др. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 10. P. 890–903. <https://doi.org/10.31857/S0367292120100030>
27. Kashani M., Miyamoto T. // AIP Conference Proceedings. 2002. V. 65. № 1. P. 249.
28. Novotny J., Cikhardt J., Cikhardtova B., Klir D., Kravarik J., Kubes P., Malir J., Munzar V., Rezac K. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. № 8. P. 082702. <https://doi.org/10.1063/5.0153177>
29. Дашук П.Н., Зайнец С.Л., Комельков В.С. и др. Техника больших импульсных токов и магнитных полей / Под ред. П.Н. Дашука. Москва: Атомиздат. 1970.
30. Yousefi H.R., Mohanty S.R., Nakada Y., Ito H., Masugata K. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 1. <https://doi.org/10.1063/1.2388961>
31. Ryutov D.D., Derzon M.S., Matzen M.K. Sandia National Laboratory. 1998. SAND98-1632.
32. Rafique M. S., Lee P., Patran A., Rawat R. S., Lee S. // J. Fusion Energ. 2010. V. 29. P. 295. <https://doi.org/10.1007/s10894-010-9276-0>
33. Miles A.R. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. № 3. 032702. <https://doi.org/10.1063/1.3088020>
34. Арцимович Л.А., Гришин С.Д., Гродовский Г.Л. и др. Плазменные ускорители / Под ред. Л.А. Арцимовича. Москва: Машиностроение. 1973.
35. Talukdar N., Borthakur S., Neog N. K., Borthakur T. K. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. № 5. P. 052711. <https://doi.org/10.1063/1.4950833>
36. Benford G. Runaway-electron model for X-ray emission in pinched discharges. Irvine: University of California, 1978.



37. *Lee S., Serban A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. № 3. P. 1101.
38. *Behbahani R. A., Aghamir F. M.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. № 10. P. 1.  
<https://doi.org/10.1063/1.3647958>
39. *Barbaglia M., Soto L., Clausse A.* // J. Fusion Energ. 2012. V. 31. P. 105.  
<https://doi.org/10.1007/s10894-011-9455-7>
40. *Raspa V., Knoblauch P., Di Lorenzo F., Moreno C.* // Phys. Lett. A. 2010. V. 374. P. 4675.  
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2010.09.023>
41. *Aghamir F.M., Behbahani R.A.* // Journal of Applied Physics. 2011. V. 109. P. 1.  
<https://doi.org/10.1063/1.3549017>
42. *Ильичев И.В., Крауз В.И., Левашова М.Г. и др.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 5. С. 419.  
<https://doi.org/10.31857/S0367292120050042>
43. *Habibi M., Laktarashi A.* // J. Fusion Energy. 2016. V. 25. P. 452.  
<https://doi.org/10.1007/s10894-016-0060-7>
44. *Rawat R. S.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. V. 41. № 4.  
<https://doi.org/10.1109/TPS.2012.2228009>
45. *Hassan M., Qayyum A., Ahmad R., Murtaza G., Zakaullah M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 769. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/3/013>
46. *Vikhrev V.V., Baronova E.O.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1556. P. 012084  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1556/1/012084>
47. *Poskakalov A.G., Klimov N.S., Gasparyan Y.M., et al.* // Phys. Atom. Nuclei. 2019. V. 82. P. 1005. <https://doi.org/10.1134/S106377881907010X>
48. *Mikhailov Yu.V., Prokuratov I.A., Lemeshko B.D., Morozov V.M., Dulatov A.K., Charaev O.A., Rukoliansky A.O., Andreev V.G., Litvinov I.N.* // Current Appl. Phys. 2022. V. 39. P. 8.  
<https://doi.org/10.1016/j.cap.2022.03.015>
49. *Babazadeh A.R., Sadat Kiai S.M.* // Tarragona: 32nd EPS Conference on Plasma Phys. 2005. V. 29C.
50. *Mohanty S.R., Bhuyan H., Neog N.K., Rout R.K., Hotta E.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2005. V. 44. № 7A. P. 5199. <https://doi.org/10.1143/JJAP.44.5199>
51. *Pouzo J., Acuña H., Milanese M., et al.* // Eur. Phys. J. D. 2002. V. 21. P. 97.  
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2002-00183-2>
52. *Jain J., Moreno J., Morales D. et al.* // Laser Particle Beams. 2017. V. 35. № 4. P. 656.  
<https://doi.org/10.1017/S0263034617000672>
53. *Raspa V., Knoblauch P., Di Lorenzo F., Moreno C.* // Phys. Lett. A. 2010. V. 374. № 46. P. 4675. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2010.09.023>

54. Klir D., Kubes P., Paduch M., Pisarczyk T., Chodukowski T., Scholz M., Kalinowska Z., Zielinska E., Bienkowska B., Hitschfel J., Jednorog S., Karpinski L., Kortanek J., Kravarik J., Rezac K., Ivanova-Stanik I., Tomaszewski K. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. № 7. P. 071501. <https://doi.org/10.1063/1.3555447>
55. Михайлов Ю.В., Лемешко Б.Д., Прокуратов И.А. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 4. С. 323. <https://doi.org/10.1134/S036729213503007X>
56. Юрков Д.И., Дулатов А.К., Лемешко Б.Д. Ю и др. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 1. Р. 45.

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

**Рис. 1.** Внешний вид камер ПФ ВНИИА.

**Рис. 2.** Примеры ресурсных кривых камер ПФ: **а** – резкий выход из строя, **б** – планомерное снижение выхода нейтронов.

**Рис. 3.** Эрозия электродов камеры ПФЗ после нескольких десятков срабатываний в составе генератора (1 МА, 25 кДж): **а** – анод камеры ПФЗ, **б** – катод камеры ПФЗ (вдоль оси).

**Рис. 4.** Внешний вид анодов камер ПФ после работы (поверхности очищены от загрязнений): **а** – ПФ5 (200 кА), **б** – ПФ9 (600 кА), **в** – ПФЗ (1000 кА).

**Рис. 5.** Динамика изменения давления рабочего газа в камере ПФ5 относительно номинального заполнения для газа разных составов в режиме генерации камерой нейтронного излучения: 1 – D+T, 2 – D, 3 – D+Ar, 4 – D+He, 5 – D+Air, 6 – D+N<sub>2</sub>.

**Рис. 6.** Ресурс работы камеры ПФ5 с насыщенным дейтерием ГГ.

**Рис. 7.** Характерный скачок напряжения на камере ПФ в момент пинчевания: 1 мкс/дел., 10 кВ/дел.

**Рис. 8.** Следы электрического пробоя на изоляторе камеры типа ПФ9: **а** – при пробое изолятора на испытательном стенде, **б** – после пробоя изолятора при работе камеры в составе генератора, энергия накопителя 5 кДж.

**Рис. 9.** Зависимость выхода нейтронов  $Y_N$  от скачка напряжения при  $U_{\max}$  для камеры типа ПФ9 (D–T-реакция).

**Рис. 10.** Данные ресурсных испытаний камер: **а** – ПФ9, **б** – ПФ10;  $\langle Y \rangle$  – среднее значение за 100 срабатываний,  $Y_{\max}$  – максимальный выход нейтронов в серии.

**Рис. 11.** Зависимость ресурса камеры ПФ9 от  $\sigma Y_N$  при разных значениях предельного выхода нейтронов  $Y_{\max}$ : 1 –  $1.9 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп, 2 –  $2.1 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп, 3 –  $2.3 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп, 4 –  $2.5 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп, 5 –  $2.7 \cdot 10^{11}$  нейтр/имп.

**Рис. 12.** Эмпирическая зависимость максимального выхода нейтронов  $Y_N$  камер ПФ от электропрочности изоляторного узла  $E$ .

**Рис. 13.** Зависимость  $Y_N$  от числа срабатываний камеры типа ПФ10.

**Рис. 14.** Электродинамическая сила  $F(t)$ , действующая на анод камеры ПФ10.

**Рис. 15.** Зависимость максимальных механических напряжений, наблюдаемых в объеме керамического изолятора камер ПФ10, от амплитуды разрядного тока до значений предела прочности керамики на изгиб, равных 320 МПа (заливка).

**Рис. 16.** Результаты работы камеры ПФ3 на установке ИНГ-105 при  $I_{\max} > 1100$  кА.

**Рис.17.** Составные части камеры типа ПФ3 после работы в составе генератора с амплитудой тока 1100 кА: **а** – приизоляторная область, **б** – ножка анода.

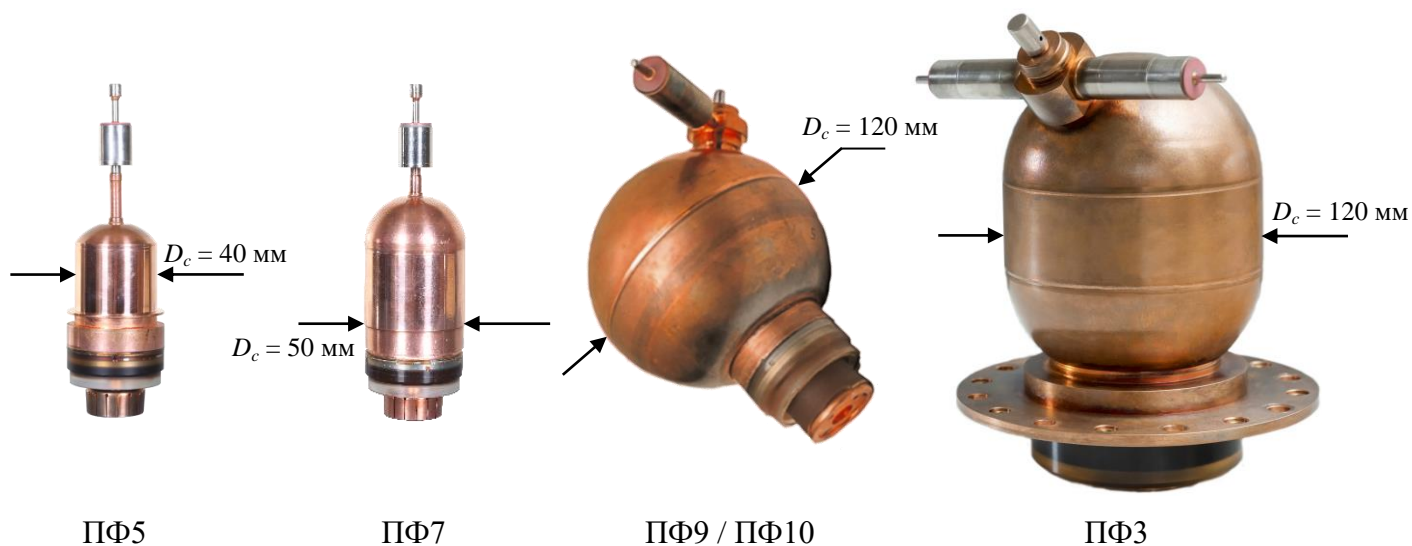
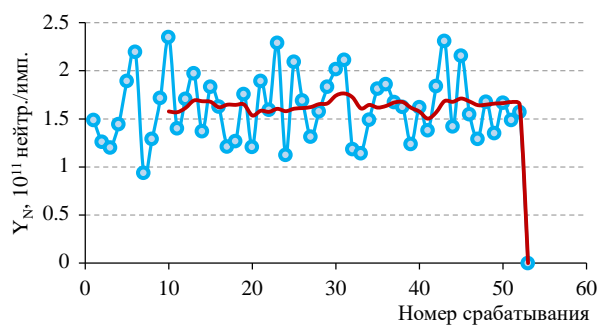
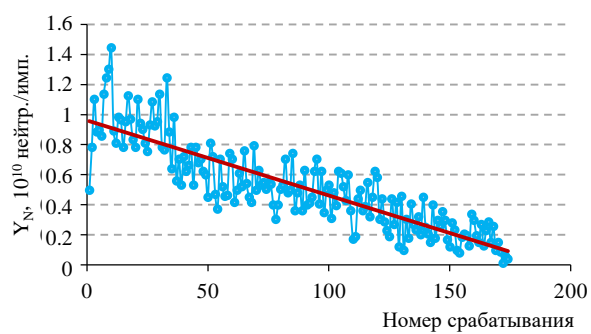


Рисунок 1.

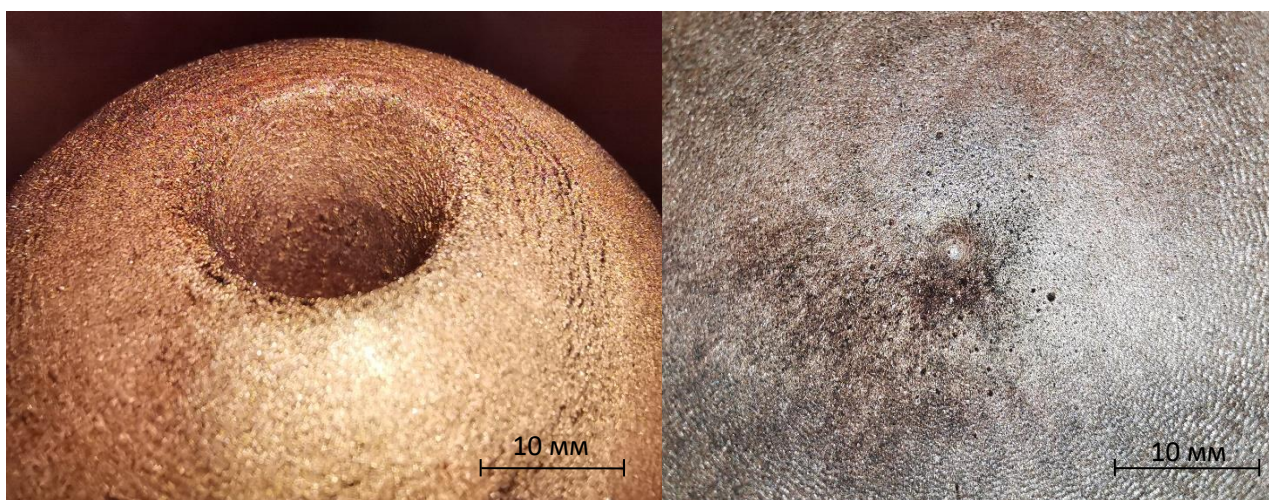


а)



б)

Рисунок 2.



а)

б)

Рисунок 3.



а)



б)



в)

Рисунок 4.

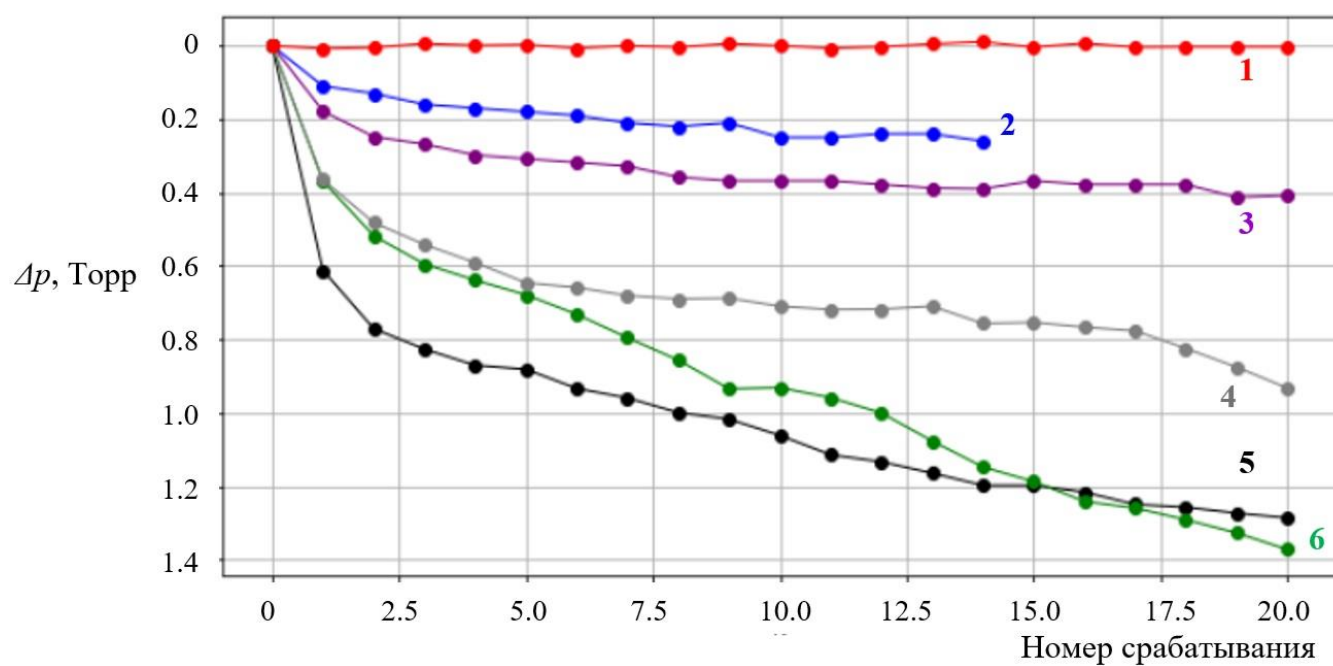


Рисунок 5.

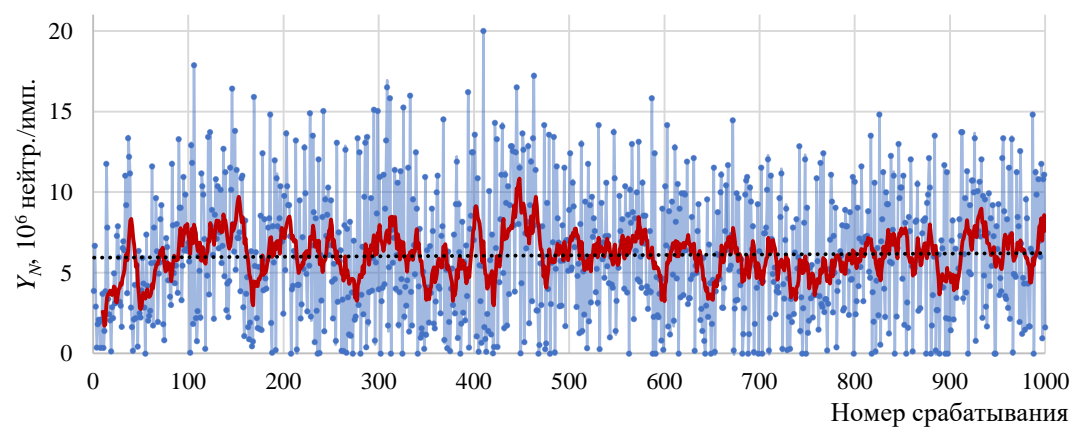


Рисунок 6.



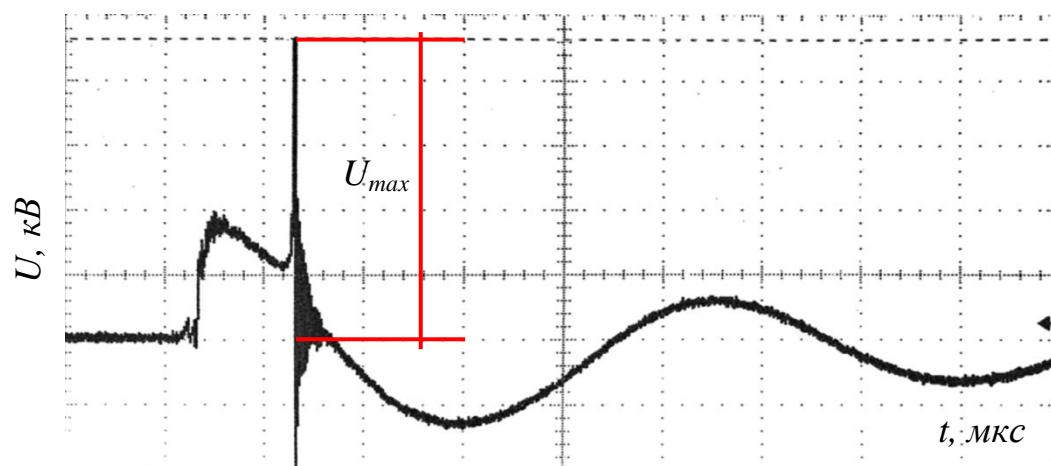
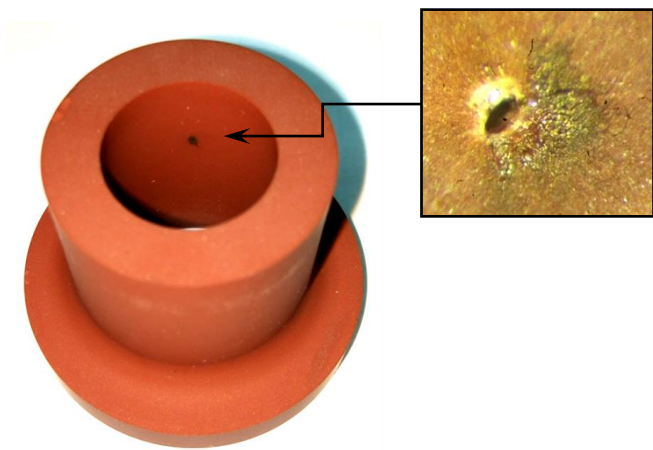
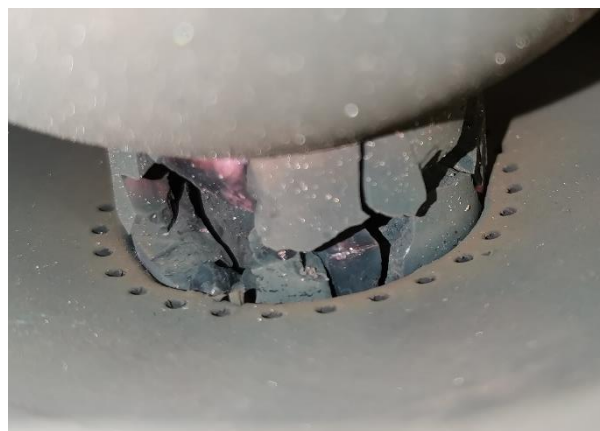


Рисунок 7.



а)



б)

Рисунок 8.

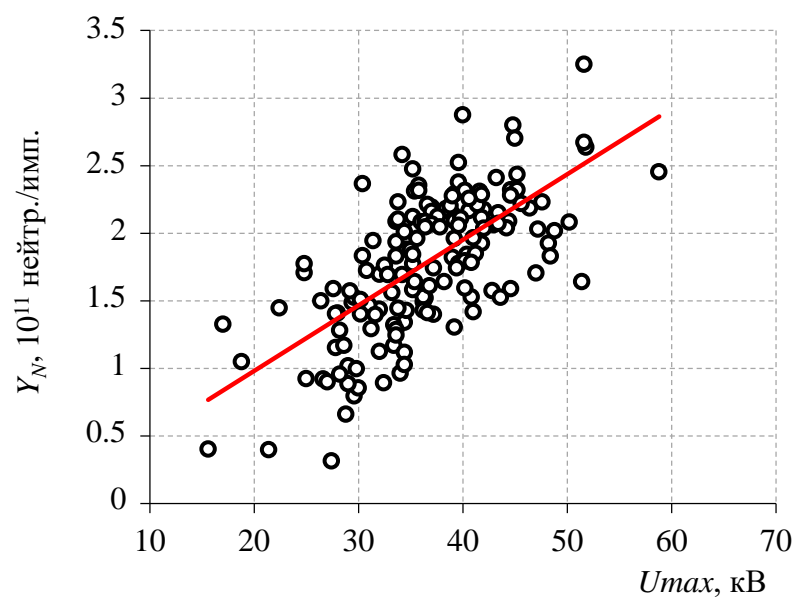
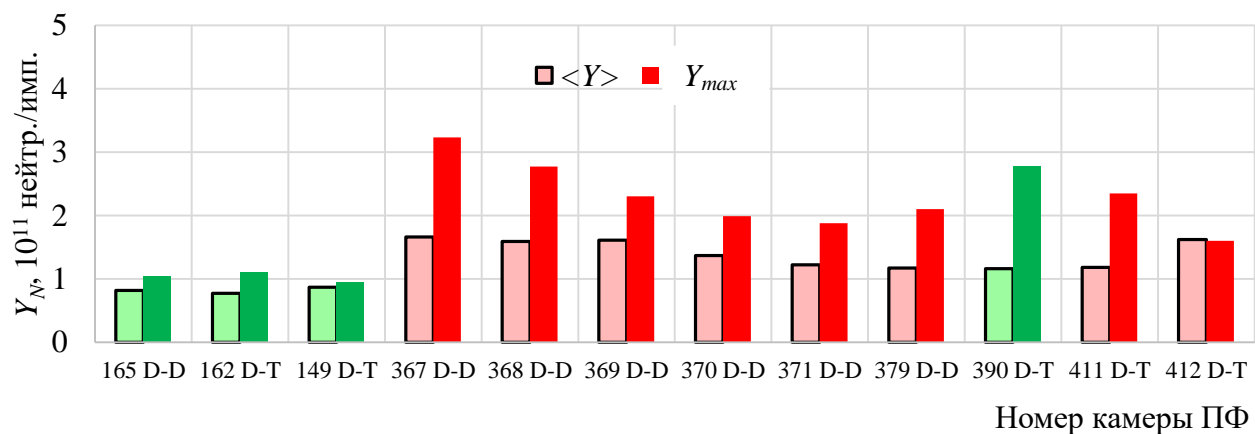
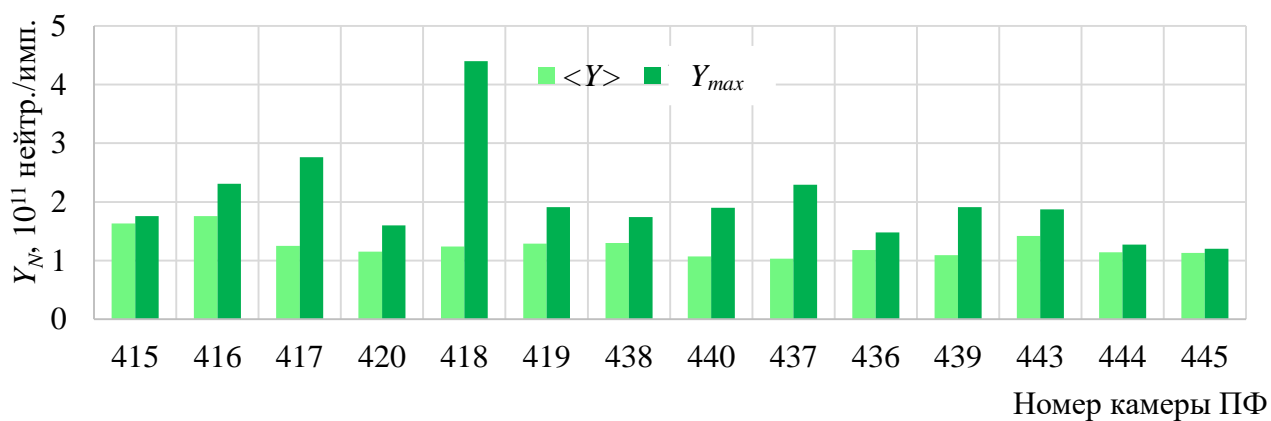


Рисунок 9.



a)



б)

Рисунок 10.

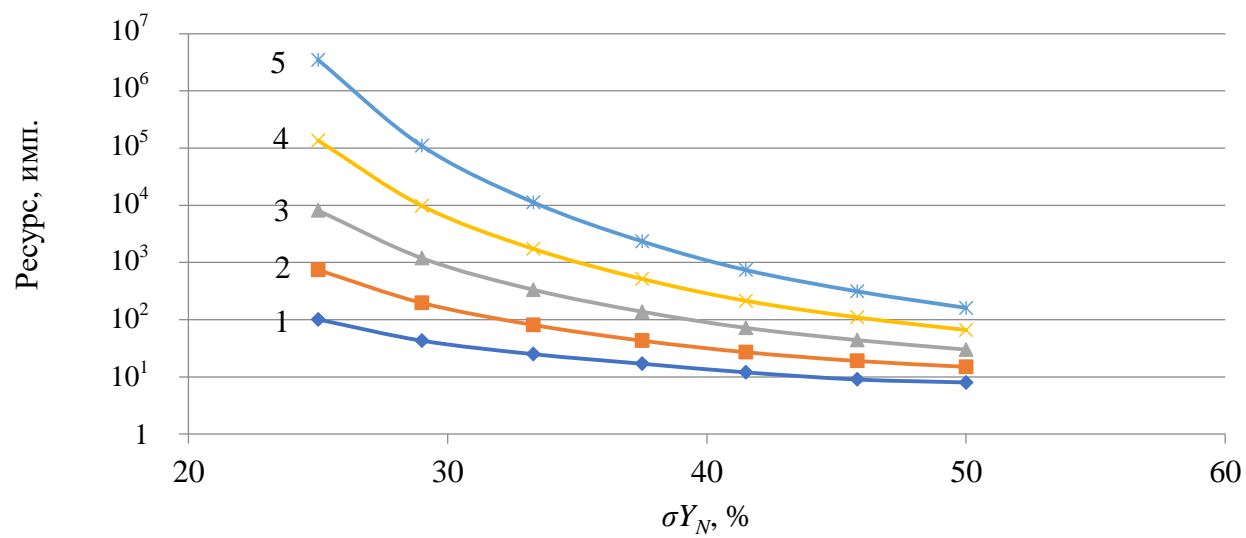


Рисунок 11.

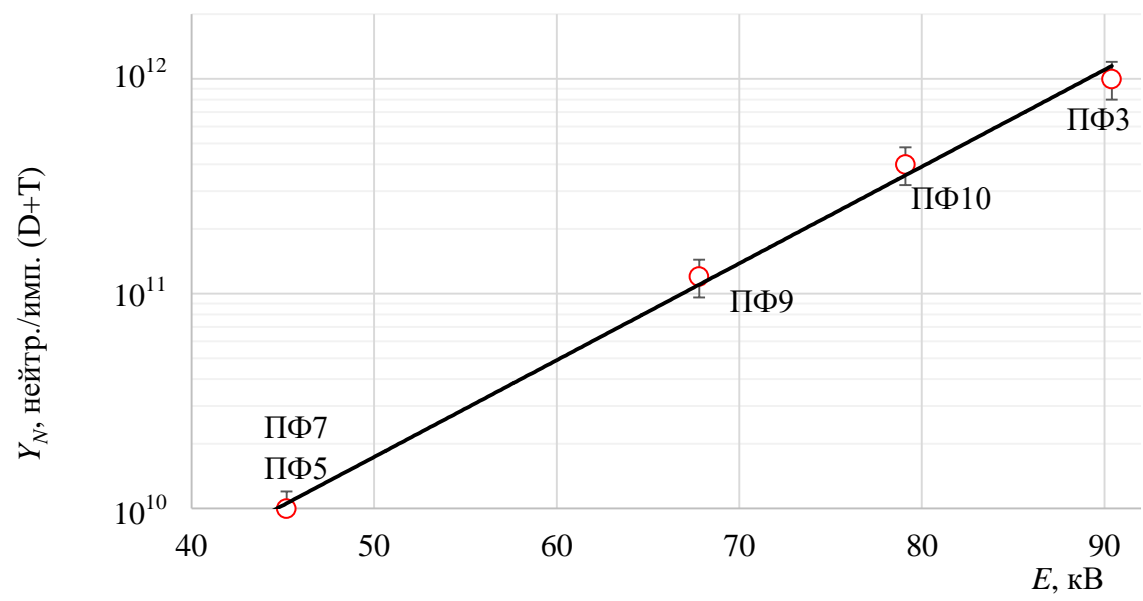


Рисунок 12.

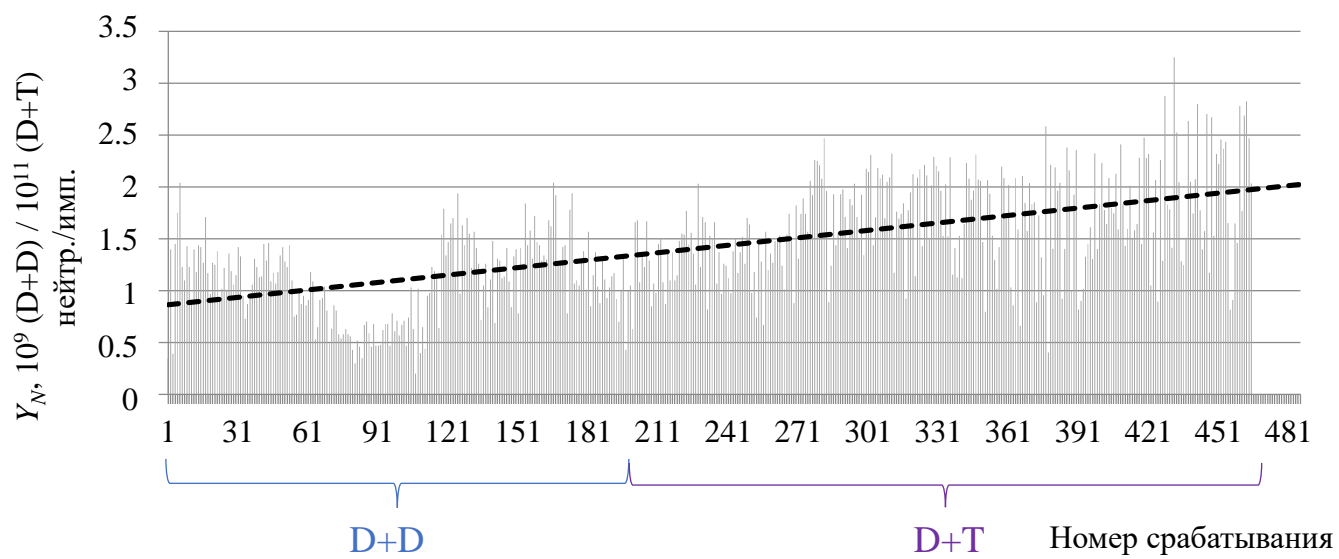


Рисунок 13.

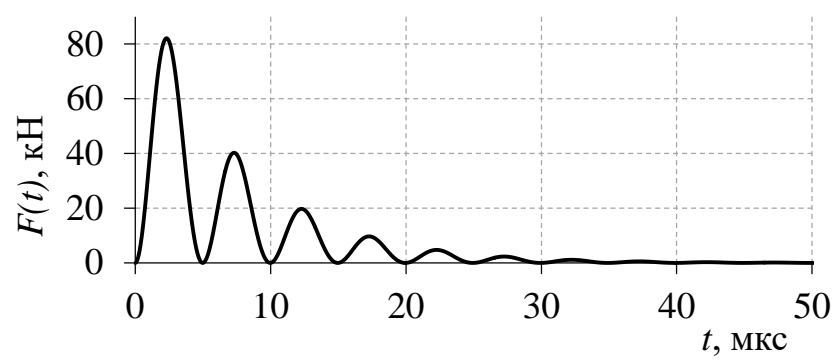


Рисунок 14.



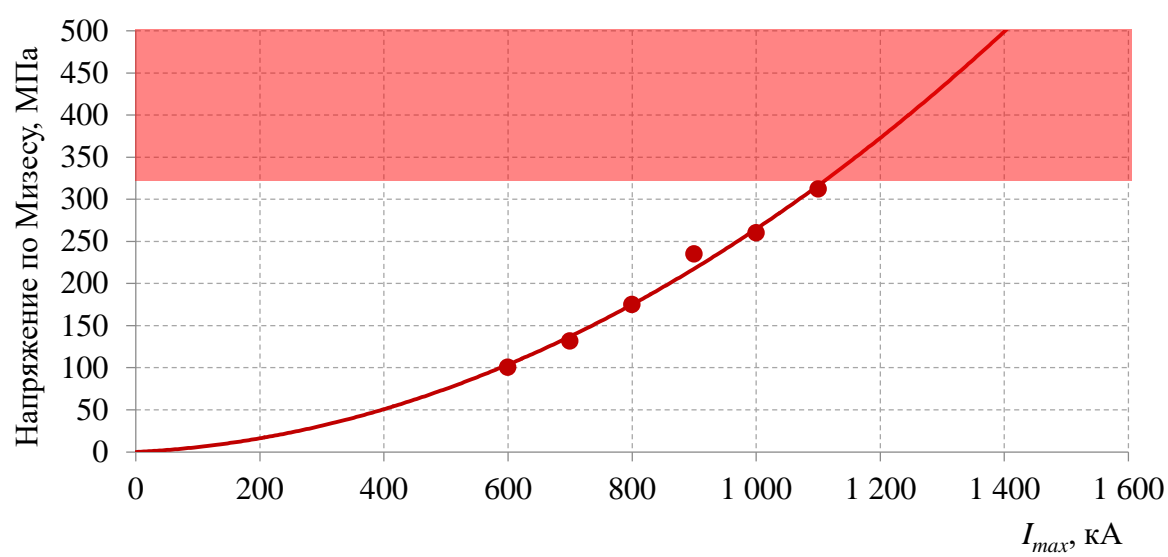


Рисунок 15.

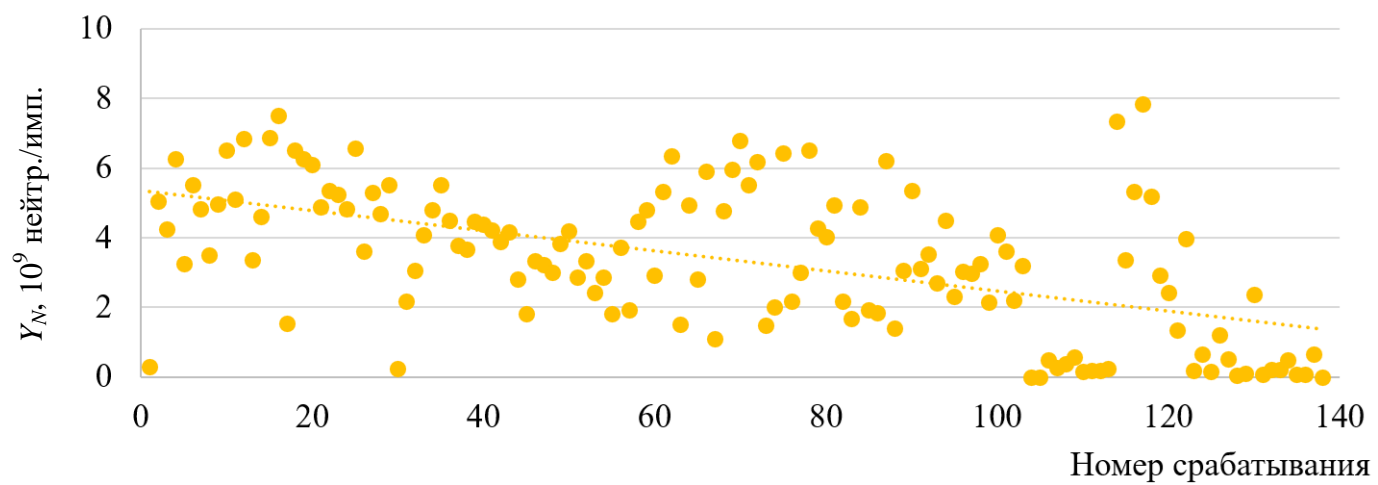
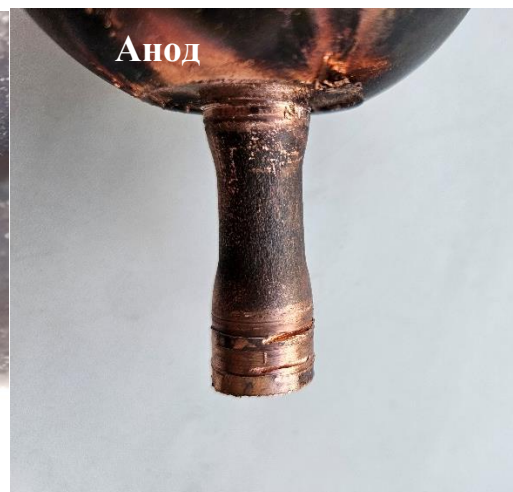


Рисунок 16.



а)



б)

Рисунок 17.