

04;12

Эмиссия нейтронов при наносекундном разряде в дейтерии в неоднородном электрическом поле

© М.И. Ломаев,¹ Б.А. Нечаев,² В.Н. Падалко,² С.И. Кузнецов,² Д.А. Сорокин,¹
В.Ф. Тарасенко,¹ А.П. Яловец³

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: Lomaev@loi.hcei.tsc.ru

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия
e-mail: nechaev@tpu.ru

³ Южноуральский государственный университет,
454080 Челябинск, Россия
e-mail: yalovets@physicon/susu.ac.ru.

(Поступило в Редакцию 26 апреля 2011 г.)

Проведены исследования генерации нейтронов в дейтерии при наносекундном разряде в неоднородном электрическом поле. Получен стабильный выход нейтронов при использовании в качестве катода металлических пластин, покрытых слоем дейтерированного циркония, и трубчатого анода из нержавеющей стали. Показано, что при давлении дейтерия единицы Torr генерация нейтронов наблюдается при использовании не только дейтерированных катодов, но и катодов, не содержащих дейтерия. Исследовано влияние конструкции анода на выход нейтронов.

Введение

Задача по созданию компактных источников нейтронов с ультракороткими временами излучения и максимально возможным выходом нейтронов является весьма актуальной. Подобные источники перспективны как при исследовании кинетики ядерных реакций, так и при изучении трансмутации элементов в условиях „нейтронного взрыва“ [1]. Для создания указанных источников используют импульсные разряды в дейтерии при давлениях доли–единицы Torr с металлическим катодом, насыщенным дейтерием или тритием [2,3], а также пикосекундные и фемтосекундные лазеры [1,4]. В работах [1–4] положительный эффект был достигнут только при использовании электродов или образцов, обогащенных дейтерием или тритием. Установки для получения нейтронов, основанные на импульсных наносекундных разрядах, являются более простыми и дешевыми по сравнению с установками, включающими фемтосекундные лазеры. Однако стабильный выход нейтронов регистрировался только при использовании образцов, обогащенных тритием, применение которого нежелательно из экологических соображений.

Цель настоящей работы — исследование возможности получения нейтронов при разряде в дейтерии без использования электродов, обогащенных тритием или дейтерием. Кроме того, ставится задача повысить эффективность и стабильность генерации нейтронов при использовании дейтерированного катода.

Свойства разряда, используемого для генерации нейтронов

Для получения нейтронов в разрядной плазме необходимы энергии ионов в сотни электронвольт, что наиболее легко реализовать при энергии электронов в сотни килоэлектронвольт и плотности тока разряда более 1 kA/cm^2 [2,3]. Проанализируем более подробно условия в плазме дейтерия и других газов при наносекундном разряде. В низкотемпературной слабоионизованной плазме газового разряда электроны приобретают энергию направленного движения от электрического поля и расходуют ее главным образом на ионизацию и возбуждение нейтральных частиц. При высоких значениях отношения напряженности электрического поля к давлению газа (параметра E/p) энергия, приобретаемая электроном на единице длины пути, может превышать энергию, отдаваемую в неупругих столкновениях, и электрон будет переходить в режим непрерывного ускорения. При этом энергия значительной части электронов может соответствовать напряжению, которое приложено к промежутку. Отметим, что и при низких электрических полях в плазме электрического разряда в „хвосте“ максвелловского распределения электронов по энергиям присутствуют электроны с высокой энергией, однако их число очень мало, и эти электроны не оказывают заметного влияния на характеристики разряда.

Число электронов, которые переходят в режим непрерывного ускорения при заданной амплитуде импульса напряжения и величине межэлектродного зазора, зависит от многих факторов. Наиболее важными из них являются форма и материал электродов, скорость нарастания напряжения на промежутке, сорт и давление газа.

Критическое поле E_{cr} , при котором часть электронов в случае однородного и постоянного электрического поля в промежутке переходит в режим убегания в газе, можно определить из выражения, полученного Гуревичем [5]

$$E_{cr} = 4\pi e^3 n_0 Z / 2.72I, \quad (1)$$

где n_0 — плотность молекул газа, I — средняя энергия неупругих потерь, Z — число электронов в молекуле, e — заряд электрона. Из формулы (1) следует условие, при котором электроны в газовом разряде движутся в режиме непрерывного ускорения

$$E_{cr}/p = 3.38 \cdot 10^3 Z/I. \quad (2)$$

Например, для молекул водорода (дейтерия) $Z = 2$, $I = 50$ eV [2], $E_{cr}/p = 150$ V/(cm · Torr). Такая величина E/p относительно просто достигается в наносекундных импульсных разрядах при коротком фронте импульса напряжения, в которых усредненная по зазору напряженность электрического поля может достигать величины $\sim 10^6$ V/cm. Однако только малая часть электронов в дейтерии при $E_{cr}/p = 150$ V/(cm · Torr) перейдет в режим убегания. Причина — ионизация газа быстрыми электронами, в результате которой экспоненциально увеличивается число медленных электронов.

Для увеличения доли убегающих электронов в плазме газового разряда необходимо существенно увеличивать E_{cr}/p . Эта задача была решена в работах Яковленко с сотрудниками [6]. Если рассматривать совокупность размножающихся электронов, нельзя переносить соображения, относящиеся к отдельному электрону, на все электроны. Говоря конкретнее, нельзя считать, что средняя энергия электронов постоянно увеличивается с ростом x при $E > E_{cr}$. Дело в том, что электроны размножаются экспоненциально (образуют лавину), а набор энергии электронов с расстоянием происходит в однородном поле лишь линейно. Поэтому средняя энергия, приходящаяся на один электрон, перестает увеличиваться с ростом x при достаточно большом значении x . Для однородного электрического поля были получены значения E_{cr}/p для различных газов с учетом вклада медленных электронов, которые появляются вследствие ионизации. Яковленко был предложен простой нелокальный критерий убегания электронов, при котором значительное число электронов (более 10%) переходило в режим убегания [6,7]

$$\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1, \quad (3)$$

где α_i — первый коэффициент Таунсенда, d — межэлектродный зазор. Значения E_{cr}/p , полученные с учетом размножения электронов, превышали значения, полученные из формулы (1), для одинаковых условий в ~ 5 раз. Отметим, что значения E_{cr}/p из [6] для гелия довольно хорошо совпали с данными работы [8] для гелия при расчете E_{cr}/p из экспериментально измеренного максимального напряжения на промежутке. В [8] убегание электронов исследовалось при сравнительно

однородном электрическом поле в малых межэлектродных промежутках и при малых давлениях.

Кроме того, при формировании пучков убегающих электронов необходимо учитывать следующие факторы, которые позволяют увеличить число убегающих электронов при малых средних значениях параметра E/p . Во-первых, использование катода с малым радиусом кривизны позволяет концентрировать электрическое поле у катода и способствует переходу части электронов в режим убегания. Именно благодаря использованию этого фактора в работе [9] было впервые получено при атмосферном давлении гелия рентгеновское излучение. В [9] исследовался пробой промежутка с острым катодом импульсами напряжения с амплитудой около 17 kV. Во-вторых, это уменьшение критического поля для убегания электронов при увеличении начальной энергии электрона [10]. В частности, при разряде в промежутке с катодом, имеющим малый радиус кривизны, электроны могут получить предварительное ускорение в прикатодной области с наибольшим электрическим полем. Далее быстрые электроны продолжают ускоряться в оставшейся части промежутка. В-третьих, при уменьшении давления водорода и других газов от сотен до долей Torr и применении импульсов напряжения с субнаносекундным фронтом напряжение пробоя промежутка увеличивается [11]. Данное обстоятельство также способствует увеличению тока убегающих электронов, который в [11] регистрировался за анодом из фольги.

В работах [2,3] для эмиссии нейтронов использовался разряд в дейтерии при давлении доли-единицы Torr, что позволяло увеличивать напряжение на промежутке. В качестве электродов использовались трубчатый анод и плоский катод, обогащенный дейтерием и тритием. Применение плоского катода, как будет показано ниже, также приводило к увеличению напряжения на промежутке. Однако поток нейтронов в [2,3] был получен только при использовании катодов, насыщенных дейтерием или тритием. Причем стабильная генерация нейтронов наблюдалась только с катодами, которые были насыщены тритием.

Экспериментальная установка и методики

В экспериментах использовалась установка, состоящая из импульсного генератора, газонаполненного диода и системы регистрации. Генератор наносекундных импульсов РАДАН-220 имел волновое сопротивление накопительной линии 20Ω и формировал на высокоомной нагрузке импульс напряжения с амплитудой ~ 220 kV. Длительность импульса напряжения при согласованной нагрузке составляла ~ 2 ns, а длительность фронта импульса напряжения в передающей линии ~ 0.5 ns. Конструкция разрядной камеры и электродов показана на рис. 1. Подобная камера и генератор использовались в работе [12]. Металлический корпус газового диода с внутренним диаметром ~ 50 mm откачивался

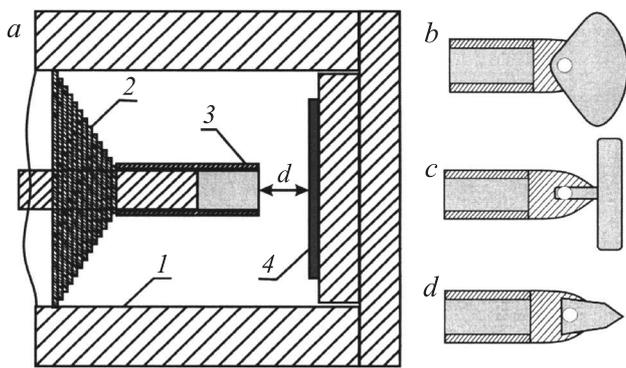


Рис. 1. Конструкция разрядной камеры (а), электродов (b), (c), (d). 1 — корпус камеры, 2 — изолятор, 3, 4 — электроды, d — межэлектродное расстояние; b — электрод-сегмент, c — электрод-лезвие, d — электрод-острие.

форвакуумным насосом до давления менее 0.1 Торг. Потенциальным электродом, полярность которого можно было менять, служила трубка диаметром ~ 6 мм из стальной фольги толщиной $100 \mu\text{m}$, рис. 1, а. В некоторых экспериментах применялся потенциальный электрод в виде стальной фольги толщиной $100 \mu\text{m}$ с закругленными краями или острия, рис. 1, d. При использовании фольги кромка электрода была закругленной с радиусом 15 мм (сегмент) или прямой (лезвие), рис. 1, b, c. В качестве второго электрода (плоского) использовались металлические пластины, покрытые слоем дейтерированного циркония или титана. Толщина покрытия, полученного по методу магнетронного распыления циркония или титана в атмосфере дейтерия, была порядка $1 \mu\text{m}$. Рентгенографический анализ показал, что содержание дейтерия в кристаллитах покрытия соответствует стехиометрии ZrD_2 и TiD_2 . В ряде экспериментов в качестве плоского электрода использовались пластинки из меди, которые не были обогащены дейтерием. Камера откачивалась и заполнялась дейтерием или воздухом. Исследования проводились при давлениях газов от 0.1 торг до 0.1 МПа. Напряжение на промежутке регистрировалось емкостным делителем, установленным на расстоянии 6 см от разрядного промежутка в передающей линии генератора, ток разряда — шунтом, собранным из малоиндуктивных чип-резисторов.

Для регистрации нейтронов, генерируемых в результате $d(d, n)^3\text{He}$ -реакции, использовался ^3He -детектор (нейтронный детектор), разработанный в ОИЯИ (Дубна). Детектор состоит из 10 счетчиков тепловых нейтронов, заполненных смесью $^3\text{He} + \text{Ar} + \text{CO}_2$, окруженных замедлителем из полиэтилена. Размер активной части детектора составлял $480 \times 270 \times 90$ мм. Конструкция и характеристики детектора детально описаны в работе [13]. Детектор располагался в 30 см от мишени и был защищен от мощного рентгеновского импульса слоем свинца толщиной 7 см. В этой геометрии эффективность регистрации нейтронов с энергией ~ 2.5 МэВ составила $(5.8 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$. Сигнал с нейтронного детектора

регистрировался цифровым осциллографом TDS3054В. Поскольку время жизни нейтрона в детекторе τ составляет $\sim 57 \mu\text{s}$ [14], был выбран интервал регистрации $t_p = 180 \mu\text{s}$. Вероятность регистрации нейтрона в этом временном интервале составляет $\sim 95\%$. Запуск осциллографа осуществлялся синхроимпульсом, в качестве которого использовался сигнал с емкостного делителя напряжения. Импульсы напряжения с емкостного делителя регистрировались осциллографом DPO70604 ($6 \text{ GHz}, 25 \text{ GS} \cdot \text{s}^{-1}$).

Результаты эксперимента и их обсуждение

Как показали эксперименты, при давлении дейтерия доли-единицы Торг и при отрицательной полярности трубчатого электрода импульс напряжения был всегда меньше по амплитуде и значительно короче импульса напряжения при положительной полярности (рис. 2). Это можно объяснить более быстрым взрывом микро-острий на катоде с малым радиусом кривизны. При плоском катоде необходимо более высокое напряжение для инициирования пробоя за счет тока автоэлектронной эмиссии, переходящего в ток взрывной эмиссии электронов. При повышенных давлениях дейтерия (> 100 торг) пробой промежутка происходит за счет движения фронта волны ионизации от электрода с малым радиусом кривизны [12]. В этих условиях напряжение пробоя промежутка уменьшается и уменьшается разница в амплитуде импульса напряжения на промежутке при различных полярностях. Генерация нейтронов при повышенных давлениях дейтерия не регистрировалась.

Увеличение напряжения на промежутке при положительной полярности трубчатого электрода повышает энергию, вводимую в плазму разряда, а также энергию убегающих электронов. По-видимому, это является одной из основных причин наличия нейтронов только при положительной полярности электрода с малым радиусом

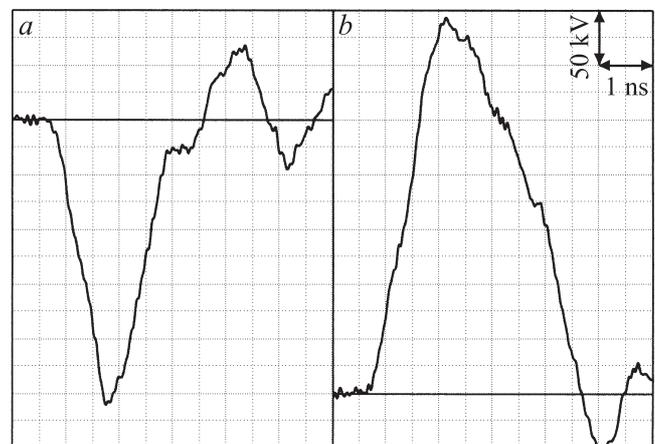


Рис. 2. Импульсы напряжения при отрицательной (а) и положительной (b) полярности трубчатого электрода.

кривизны. Ниже приведены результаты экспериментов по измерению выхода нейтронов. Как уже отмечалось, нейтроны регистрировались только при положительной полярности электрода с малым радиусом кривизны.

Типичные осциллограммы сигнала нейтронного детектора и синхроимпульса приведены на рис. 3, *a*. Подсчет нейтронов осуществлялся в интервале от метки „Г“ до конца интервала регистрации, за исключением первого импульса, вызванного мощным рентгеновским излучением, сопровождающим высоковольтный разряд. На рис. 3, *b* представлены временное распределение моментов регистрации нейтронов по всей совокупности измерений и аппроксимация гистограммы спадающей экспонентой (сплошная линия). Величина характерного времени спада экспоненты ($67 \pm 8 \mu\text{s}$) близка к значению, приведенному в [13] для времени жизни нейтронов в детекторе. Это является важным фактом, указывающим на то, что детектором регистрируются именно нейтроны.

Измерение выхода нейтронов проводилось на различных мишенях при разных значениях давления дейтерия

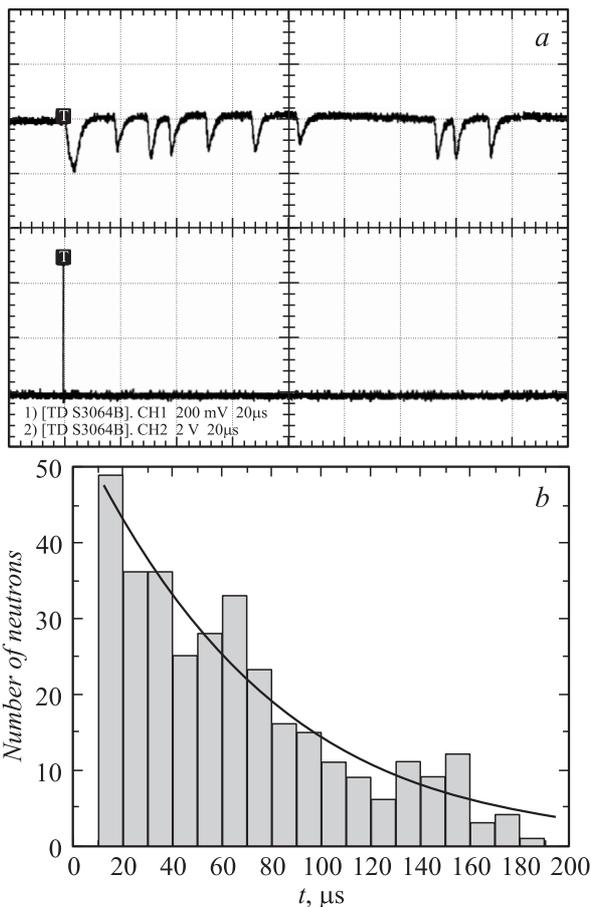


Рис. 3. Осциллограммы импульса нейтронов с He^3 -детектора и синхроимпульса: ZrD_2 -мишень, межэлектродный зазор $d = 5 \text{ mm}$, давление дейтерия $p \sim 1 \text{ Torr}$ (*a*). Временное распределение числа зарегистрированных нейтронов N по всем сериям эксперимента (*b*).

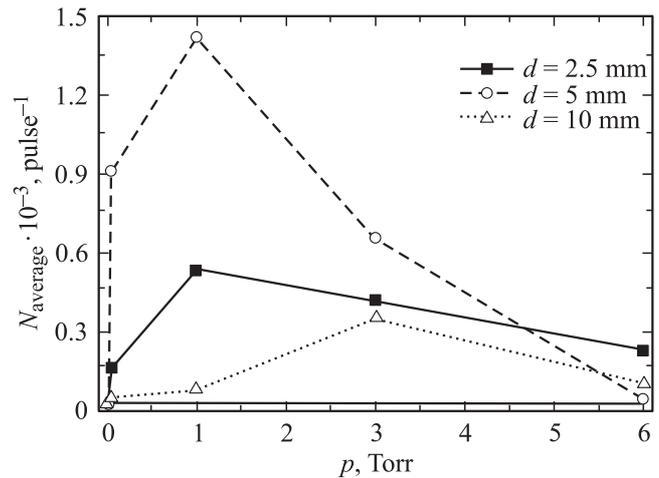


Рис. 4. Зависимость среднего числа выхода нейтронов N_{average} от давления дейтерия p и величины межэлектродного зазора d при использовании в качестве катода ZrD_2 -мишени.

и межэлектродного расстояния, а также при изменении полярности и конструкции потенциального электрода. Выход нейтронов был зафиксирован при давлении дейтерия в диапазоне от долей Torr до $\sim 10 \text{ Torr}$ при различных материалах плоского электрода (мишени) при условии, что плоский электрод был катодом, а трубчатый — анодом. На рис. 4 приведены зависимости выхода нейтронов от давления дейтерия и величины межэлектродного промежутка. Максимальное число нейтронов — 13 в импульсе — было зарегистрировано при использовании катода-мишени из ZrD_2 при давлении дейтерия $\sim 1 \text{ Torr}$. С учетом эффективности детектора выход нейтронов из мишени за один импульс в этом случае достигает ~ 2200 нейтронов. Условия проведения этой серии являются оптимальными для достижения максимального выхода нейтронов и стабильности от импульса к импульсу. Сравнительный анализ с данными работы [14] показал, что указанный выход нейтронов возможен при взаимодействии с катодом-мишенью порядка 10^{11} ускоренных (до $\sim 150 \text{ keV}$) ионов дейтерия. Как будет показано ниже, такое количество ионов может быть получено в условиях данного эксперимента.

Выход нейтронов ~ 0.5 на 1 импульс (без учета эффективности детектора) также надежно был зафиксирован с катодами-мишенями, не содержащими дейтерий, и трубчатым анодом, что указывает на возможность генерации нейтронов в разрядном объеме. Вероятнее всего, в этом случае выход нейтронов связан с областью схлопывания ударной волны на оси симметрии трубчатого разряда. На рис. 5 приведены фотографии наносекундного разряда при различных давлениях дейтерия и разной полярности потенциального трубчатого электрода. Из рисунков следует, что „изображение“ потенциального трубчатого электрода более четкое для потенциального анода. При этом диаметр кольцевого „изображения“ (на фотографиях тонкая непрерывная

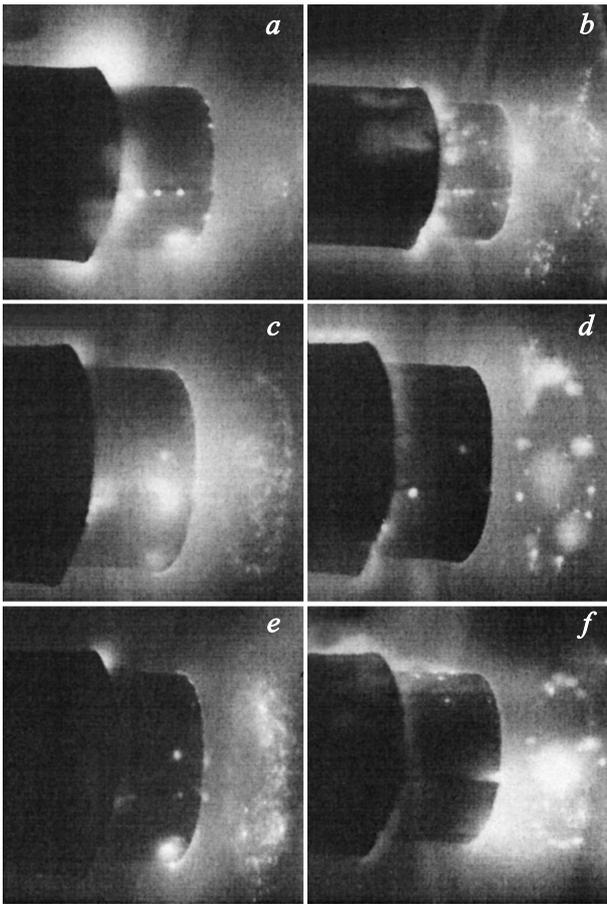


Рис. 5. Фотографии разряда в дейтерии: *a, b* — $p = 1$ torr; *c, d* — $p = 3$ torr; *e, f* — $p = 6$ torr. *a, c, e* — катод-трубка; *b, d, f* — анод-трубка; $d = 5$ mm.

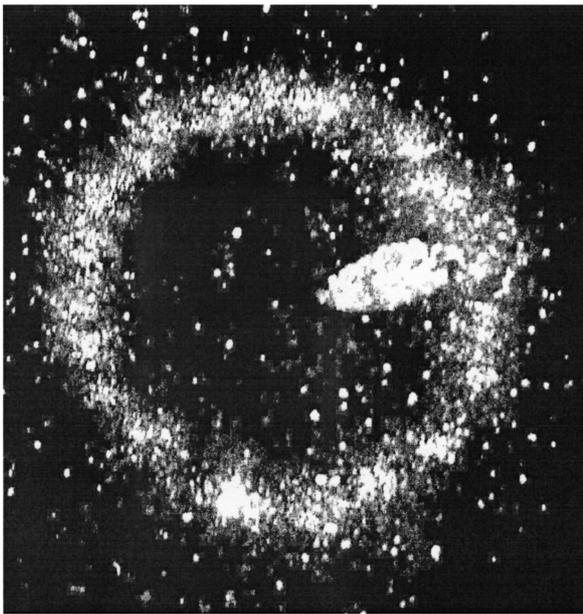


Рис. 6. Фотография (интегральная для нескольких десятков выстрелов) автографа разряда на плоском (не потенциальном) катоде.

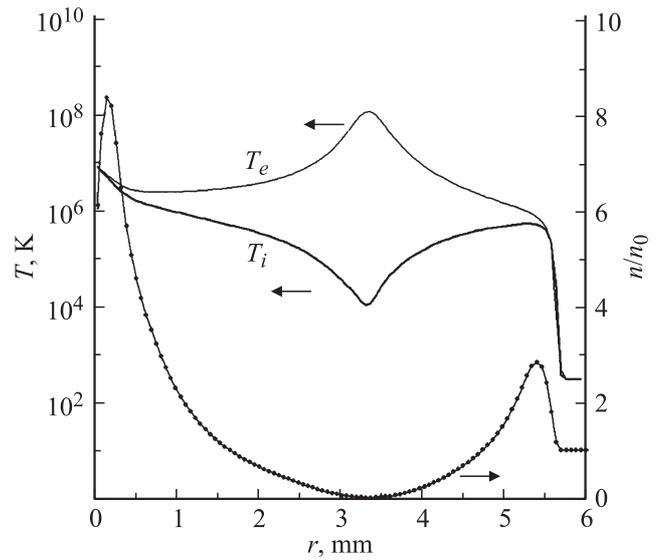


Рис. 7. Радиальные распределения концентрации газа n/n_0 ($n_0 = 3.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), температур электронов T_e и ионов T_i в момент времени 31 ns после начала пробоя.

линия) четко совпадает с диаметром трубчатого анода. Яркие вспышки, по-видимому, соответствуют режиму образования электродных пятен вследствие взрывной эмиссии на катоде и при изменении направления протекания тока разряда на аноде.

На рис. 6 приведена фотография (интегральная для нескольких десятков выстрелов) автографа разряда на плоском (не потенциальном) катоде, которая демонстрирует четкую кольцевую форму, причем диаметр кольца соответствует диаметру трубчатого анода. При этом ширина кольцевой зоны на катоде составляет ~ 1 mm. Поскольку автограф разряда на катоде есть следствие эмиссии из него электронов в газ, то, принимая во внимание геометрию анода, можно сделать вывод о формировании в данных условиях разряда, имеющего трубчатую геометрию. Основной ток разряда при такой геометрии течет по образующей цилиндра, толщина которой соответствует толщине цилиндрического анода и составляет ~ 0.1 mm. Очевидно, что динамика газа в разрядном промежутке (5 mm) определяется только энергией разряда, выделившейся в газе (давление 1 torr). Удельная мощность энерговыделения при разряде была взята на основании данных [11,12], где для объемного разряда экспериментально была получена оценка $\sim 1 \text{ GW/cm}^3$. С учетом того, что в данных экспериментах энергия разряда выделяется в существенно меньшем объеме (разряд имеет трубчатую геометрию) и при большем напряжении на промежутке (за счет малого давления дейтерия и использования плоского катода), для сохранения полной энергии разряда удельная мощность может достигать $\sim 10 \text{ GW/cm}^3$.

Как показали расчеты, в рамках одножидкостной двухтемпературной модели [15] для указанных параметров во внутренней области трубчатого разряда формируется

сходящаяся к оси ударная волна. При этом наибольшее сжатие и наибольший рост температуры имеет место на оси симметрии цилиндрического разряда. Радиальные распределения температуры ионов и электронов, а также плотность газа в фазе наибольшего сжатия приводятся на рис. 7, причем данное состояние сохраняется в течение промежутка времени 30–33 ns. Из рисунка видно, что температура ионов в центре достигает величин более 100 eV, а концентрация увеличилась в ~ 8 раз. В этом случае из термализованной плазмы в области компрессии, согласно оценке по соотношению (4), в результате $d(d, n)^3\text{He}$ -реакции возможен выход свыше 100 нейтронов за импульс

$$N \approx n^2 \langle \sigma v \rangle V \Delta t, \quad (4)$$

где N — количество нейтронов, n — концентрация дейтонов в области сжатия, $\langle \sigma v \rangle \approx 2 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ — ожидаемое значение величины константы скорости DD-реакции при температуре 0.2 keV [16], $V \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$ — излучаемый объем, $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ — время излучения (время жизни сжатого состояния). По порядку эта величина (с учетом эффективности регистрации) совпадает с количеством зарегистрированных нейтронов при использовании не дейтерированного катода.

Если катод содержит дейтерий (TiD_2 , ZrD_2), то из-за высокой температуры эмиссионной зоны дейтерий может инжектироваться в разрядную область за счет испарения из катода. Для оценки влияния адсорбированного в материале катода дейтерия был проведен расчет динамики газа в разрядном промежутке с инжекцией дейтерия из катода. Как следует из [17], типичные значения скорости плазменных потоков, получаемых различными способами, составляют 10^3 – 10^5 m/s. Оценка скорости истечения с учетом малой массы атома дейтерия дает величину $\sim 5 \cdot 10^4$ m/s. Количество испаренных атомов дейтерия оценим из условия, что в течение времени схождения ударной волны общая масса дейтерия в разрядном промежутке за счет истечения из катода выросла бы не более чем в 2 раза. Тогда, принимая время схождения ударной волны равным 100 ns, получим, что лишь 10^{-4} доля атомов дейтерия, адсорбированных в единице объема твердотельного катода, испускается в разрядный промежуток. Проведенные расчеты показали, что оцененное таким образом истечение дейтерия из катода приводит к более интенсивному формированию сходящейся ударной волны, причем температура ионов в приосевой области достигает ~ 300 eV. Следствием роста температуры в сходящейся волне, обусловленного поступлением дейтерия из катода в разрядный промежуток, будет увеличение нейтронного выхода.

Использование анода не цилиндрической геометрии (сегмент, лезвие, острие на рис. 1) приводит не только к изменению пространственной формы разряда (рис. 8), но и к резкому снижению или прекращению выхода нейтронов. С анодом в виде сегмента яркие пятна

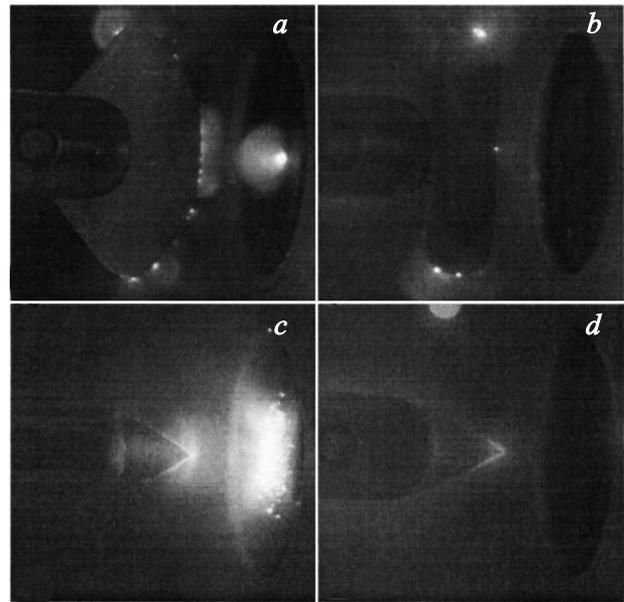


Рис. 8. Фотографии разряда в дейтерии при давлении 1 torr: анод-сегмент (a), анод-лезвие (b), анод-острие (c), (d); $d = 5$ mm.

на катоде и соответственно генерация нейтронов наблюдались практически во всех импульсах. При аноде в форме лезвия ярких пятен в большинстве импульсов на катоде не было, и генерация нейтронов при этом не наблюдалась. С катодом в виде острия в первых нескольких импульсах был зарегистрирован пробой промежутка, рис. 8, c, и в этих импульсах были зарегистрированы нейтроны. Далее благодаря очистке поверхности электродов пробой на поверхность дейтерированного катода с образованием ярких пятен прекращался. При этом режиме разряда нейтроны не регистрировались. При разряде в воздухе, а также при использовании электродов-мишеней в качестве анода нейтроны не были зафиксированы во всех условиях, в том числе с трубчатым катодом при оптимальном давлении дейтерия.

Анализ характеристик наносекундного разряда

В условиях данного эксперимента при положительной полярности потенциального электрода при генерации максимального числа нейтронов достигаются значения параметра $E/p \sim 650 \text{ kV}/(\text{cm} \cdot \text{torr})$. При данном значении E/p , согласно критерию (3), значительное число электронов переходит в режим убегания. Это приводит к ионизации дейтерия и к усилению электрического поля у катода за счет ухода быстрых электронов из этой области. Ионы дейтерия ускоряются за счет электрического поля. Стабильный и сравнительно высокий выход нейтронов с трубчатым анодом указывает на важную роль сжатия разрядной плазмы. Генерация нейтронов при других формах катодов указывает и на ускорение

положительных ионов дейтерия электрическим полем до энергий ~ 100 eV, что позволяет получать генерацию нейтронов и без сжатия плазмы. Однако в этих условиях выход нейтронов уменьшается.

Стабильный пробой промежутка на плоский катод зависит от напряженности электрического поля у катода. Данная напряженность электрического поля должна быть достаточна для взрывной эмиссии электронов [18] в условиях низкого давления дейтерия. Как следует из экспериментов, использование трубчатого анода приводит к пробое промежутка с наибольшим числом ярких пятен на катоде. Это можно объяснить наибольшей напряженностью электрического поля у катода в условиях данного эксперимента при использовании трубчатого анода и меньшей напряженностью электрического поля у катода при использовании анода в виде острия.

Выводы

Таким образом, в работе получен стабильный выход нейтронов при использовании катода, покрытого слоем дейтерированного циркония. Показано, что генерация нейтронов в исследуемом разряде возможна не только при взаимодействии ускоренных в разрядном промежутке ионов дейтерия с пластиной, покрытой слоем дейтерированного циркония, но и в области схлопывания цилиндрической ударной волны. Показано, что оптимальной для генерации нейтронов является трубчатая геометрия анода.

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“, ГК № 02.740.11.0562.

Список литературы

- [1] *Macchi A.* // Appl. Phys. B. 2006. Vol. 82. P. 337–240.
- [2] *Бабич Л.П., Лойко Т.В.* // Докл. АН СССР. 1990. Т. 313. № 4. С. 846–849.
- [3] *Babich L.P.* High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: ISTC Science and Technology Series. Vol. 2. Futurepast: Arlington, VA, 2003. 358 p.
- [4] *Беляев В.С., Виноградов В.И., Курилов А.С.* и др. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. Вып. 6. С. 1295–1301.
- [5] *Гуревич А.В.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1296–1301.
- [6] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотном газе. / Под ред. С.И. Яковленко. Труды ИОФАН. М.: Наука, 2007. Т. 63.
- [7] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [8] *Бохан П.А., Колбычев Г.В.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1823–1831.
- [9] *Frankel S., Highland V., Sloan T., Van Dyck, Wales W.* // Nucl. Instrum. Meth. 1966. Vol. 44. P. 345–348.
- [10] *Byszewski W.W., Reinhold G.* // Phys. Rev. A. 1982. Vol. 26. P. 2826–2831.
- [11] *Тарасенко В.Ф., Бакит Е.Х., Бураченко А.Г.* и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 4. С. 60–67.
- [12] *Тарасенко В.Ф., Бакит Е.Х., Бураченко А.Г.* и др. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 51–59.
- [13] *Boreiko V.F., Bystritsky V.M., Grebenyuk V.M.* et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2002. Vol. 490. P. 344–355.
- [14] *Дудкин Г.Н., Каминский В.Л., Нечаев Б.А.* и др. // Изв. вузов. Физика. 2010. Т. 53. № 10/2. С. 38–44.
- [15] *Имшенник В.С., Боброва Н.А.* Динамика столкновительной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1997. 320 с.
- [16] Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонардо. М.: Мир, 1967. 515 с.
- [17] *Казеев М.Н.* // Прикл. физ. 2000. № 4. С. 14–21.
- [18] *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.