

Портативный нейтронный генератор на лазерно-плазменном ионном диоде с магнитной изоляцией

© Д.С. Степанов, К.И. Козловский, А.П. Скрипник, Э.Я. Школьников

Национальный исследовательский ядерный университет Московский инженерно-физический институт,
115409 Москва, Россия
e-mail: dsstepanov@mephi.ru

Поступило в Редакцию 13 февраля 2023 г.
В окончательной редакции 13 апреля 2023 г.
Принято к публикации 13 апреля 2023 г.

Представлены новый экспериментальный портативный импульсный нейтронный генератор на лазерно-плазменном ионном диоде с магнитной изоляцией, а также результаты первых экспериментов. Лазерно-плазменный диод позволил получать импульсы ионного тока большой величины, которые генерируют нейтронное излучение высокой интенсивности. Источником оптического излучения являлся импульсный лазер на алюмо-иттриевом гранате, легированном ионами неодима, с длиной волны 1064 nm, энергией в импульсе до 0.7 J и длительностью ~ 10 ns. Ускорение пучка ионов происходит посредством генератора импульсных напряжений Аркадзева–Маркса с амплитудой напряжения до 250 kV, длительностью до 1.5 μ s и энергией до 160 J. Генерация нейтронов осуществлялась на реакции $d(d, n)^3\text{He}$. Был получен нейтронный выход величиной в $2 \cdot 10^6$ neutron/pulse на неполной мишени, занимающей только 10% от возможной площади.

Ключевые слова: источник ионов, импульс нейтронов, генератор импульсных напряжений, YAG-лазер.

DOI: 10.21883/JTF.2023.06.55607.22-23

Введение

Портативные импульсные источники нейтронов используются при проведении многих фундаментальных и прикладных исследований. Широкое распространение среди них получили генераторы на вакуумных нейтронных трубках (ВНТ) [1–3] и генераторы на базе камер плазменного фокуса (ПФ) [4]. Одни из основных параметров нейтронных импульсов — нейтронный выход и длительность, достигают для ВНТ $\sim 10^6$ neutron/pulse на $d(d, n)^3\text{He}$ реакции и $\sim 1 \mu$ s соответственно, а для портативных (энергия импульса ~ 10 kJ) камер ПФ — $\sim 10^{10}$ neutron/pulse на $d(d, n)^3\text{He}$ реакции и ~ 50 ns. Как показали исследования, перспективным аналогом этих приборов могут стать портативные импульсные нейтронные генераторы на лазерно-плазменном ионном диоде с магнитной изоляцией [5,6]. Потенциальные возможности таких генераторов позволяют создать источники с большим, чем у ВНТ, нейтронным выходом (до 10^{10} neutron/pulse на $d(d, n)^3\text{He}$), большей, чем у ПФ, частотой срабатывания (до 10 Hz) и высоким ресурсом работы. Последние разработки портативных импульсных нейтронных генераторов на лазерно-плазменном ионном диоде с магнитной изоляцией достигли нейтронного выхода величиной $\sim 5 \cdot 10^7$ neutron/pulse ($d(d, n)^3\text{He}$) при ускоряющем напряжении 280 kV, длительности импульса на полувывсоте $\sim 0.3 \mu$ s и энергии лазерного импульса 0.1 J [6]. Настоящая работа опирается на экспериментальную установку [6], существенно отличаясь от нее новой системой магнитной изоляции [7], и является существен-

ным шагом на пути достижения значений величины нейтронного выхода генераторов нейтронов на лазерно-плазменных ионных диодах порядка 10^{10} neutron/pulse на $d(d, n)^3\text{He}$ реакции. Новая магнитная система [7] способна обеспечивать как электрическую прочность ускоряющего промежутка, так и удовлетворительную степень запираения обратных электронов при увеличении энергии лазерного импульса до величин, превосходящих 0.1 J.

1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Вакуумная камера 1 объемом ~ 151 изготовлена из нержавеющей стали и содержит капролоновый изолятор с электрической прочностью до 450 kV 2. Через высоковольтный ввод в изоляторе 2 и обостряющий разрядник 3 подводится высокое напряжение от генератора импульсного напряжения (ГИН) 4 к аноду с лазерной мишенью 5. Вблизи лазерной мишени 5 установлена система магнитной изоляции 6 с конической нейтронообразующей мишенью (катодом) 7. На противоположенной стороне камеры расположено оптическое окно 8 с просветлением для длины волны $\lambda = 1064$ nm, через которое вводится излучение Nd:YAG-лазера 9. Оптическая система состоит из плоскопараллельной прозрачной пластины 10, просветленных линз 11, включает в себя сканирующее устройство 12 и через лазерный управляемый разрядник 13 обеспечивает запуск ГИН 4 и образование лазерной плазмы на мишени 3. Вакуумная

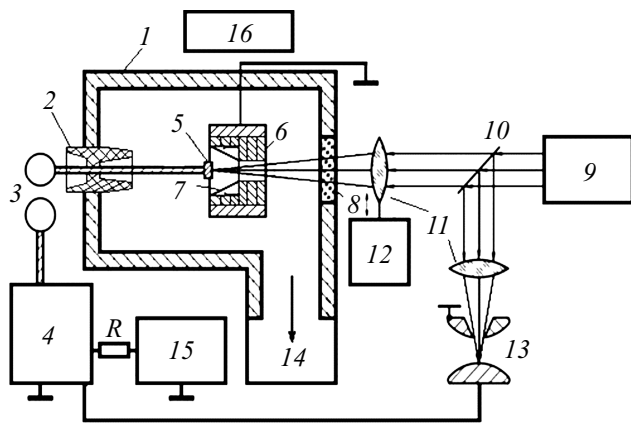


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — вакуумная камера, 2 — капролоновый изолятор, 3 — обостряющий разрядник, 4 — генератор импульсного напряжения, 5 — анод с лазерной мишенью, 6 — система магнитной изоляции, 7 — нейтронообразующая мишень (катод), 8 — просветленное оптическое окно, 9 — импульсный лазер, 10 — плоскопараллельная прозрачная пластина, 11 — просветленные линзы, 12 — сканирующее устройство, 13 — лазерный управляемый разрядник, 14 — вакуумный пост, 15 — блок высоковольтного питания, 16 — прибор измерения выхода нейтронов.

камера 1 соединена с безмасляным откачным постом 14, который позволяет получать низкий и высокий вакуум (до 10^{-5} Torr) и обладает датчиками контроля остаточного давления. Питание ГИН 4 осуществляется блоком высоковольтного питания (до +50 kV) 15. Регистрация нейтронного излучения обеспечивается прибором измерения выхода нейтронов 16 ТПИВН61 [8]. Остаточное давление в камере во время экспериментов находилось на уровне $5 \cdot 10^{-5}$ Torr.

Система магнитной изоляции 6 представляет собой сборку из 6 цилиндрических постоянных магнитов марок НМБ 320/88 и НМБ 310/130 [9] и магнитопровода из стали 45. Величина модуля индукции магнитного поля в пятимиллиметровой окрестности поверхности конической нейтронообразующей мишени 7 находится в диапазоне 0.3–0.4 Т, степень однородности $\sim 10\%$ достигается более чем на половине длины мишени. Подробное описание разработки и устройства данной магнитной системы представлено в [10]. Изменения магнитной системы относительно своего прототипа из [6] заключаются в следующем: двукратно увеличена длина ускоряющего промежутка (с 15 до 30 мм) при увеличении средней величины модуля индукции магнитного поля вблизи поверхности мишени с 0.31 до 0.36 Т; средний по длине мишени угол между вектором индукции магнитного поля и поверхностью мишени уменьшился с 26 до 15° ; доля поверхности мишени в половинчатом телесном угле разлета лазерной плазмы увеличилась с 0.84 до 0.97.

Нейтроннообразующая мишень 8 представляет собой цилиндр из дюралюминия с внутренним конусом, на

поверхность которого вдоль оси равноудаленно друг от друга наклеено 4 ряда по 6 кружков спрессованного порошка дейтеросодержащего полиэтилена диаметром по 8 мм. Нейтронообразующая поверхность занимает, таким образом, 10% площади мишени.

Твердотельный Nd:YAG-лазер 9 имеет следующие характеристики: длина волны 1064 нм, энергия в импульсе 0.2 или 0.7 Дж, длительность импульса ~ 10 нс, частота следования до 10 Гц, плотность мощности на лазерной мишени $\sim 10^{10}$ Вт/см². Излучение с помощью короткофокусной кварцевой линзы 11 фокусируется на рабочую поверхность лазерной мишени 5, изготовленной из ZrD со стехиометрией 0.8. Линза 11 установлена на сканирующее устройство 12, которое случайным образом изменяет положение пятна фокусировки на поверхности лазерной мишени, что увеличивает ее ресурс.

ГИН выполнен по схеме Аркадьева–Маркса и состоит из 10 каскадов. В каждом каскаде установлено по конденсатору КПИМ3-50-0.05 емкостью 0.05 мкФ и рабочим напряжением до 50 кВ. Коммутация конденсаторов осуществляется с помощью воздушных неуправляемых разрядников, выполненных из пар латунных шаров с регулируемым зазором. Ударная емкость ГИН составляет 5 пФ, амплитуда выходного напряжения — до 350 кВ, а запасаемая энергия достигает 300 Дж. Собственная индуктивность не превышает 2 мкН. Для запуска ГИН используется лазерный разрядник (с задержкой коммутации относительно лазерного импульса 10 нс), чей пробой осуществляется частью лазерного импульса ($\leq 10\%$) фокусируемого линзой Л2 и получаемого при преломлении основного луча на плоскопараллельной прозрачной пластине П1. Время задержки между срабатыванием лазерного разрядника Р1 и появлением напряжения ГИН на диоде составляет около 70 нс.

Измерение напряжения на исследуемом диоде осуществляется с помощью каскада из двух делителей напряжения. Первый из них выполнен в виде шунтирующего резистивного делителя, собранного на резисторах ТВО-60 общим номиналом 30 кΩ (при активном сопротивлении диода $\sim 100 \Omega$) и имеющим коэффициент деления 1:15.0. На его выход установлен высоковольтный делитель Tektronix P6015A с коэффициентом 1:1000, который подключается непосредственно к осциллографу Tektronix TBS 1022. Погрешность измерения обоих делителей составляет 2%.

Измерение тока осуществляется с помощью пояса Роговского, установленного в электрической цепи разряда ГИН между вакуумной камерой и „землей“ установки, обладающего коэффициентом преобразования (56 ± 2) А/В в диапазоне 10–2000 А (0.16 – 30.5 А/нс). Через согласующий 50-омный резистивный делитель с коэффициентом 1:11.6 этот пояс подключается к осциллографу Tektronix TBS 1022. Погрешность пояса Роговского и делителя составляет 4%. Погрешность осциллографа для обоих измерений составляет 1

Определение нейтронного выхода осуществляется посредством прибора измерения выхода нейтро-

нов ТПВН61 [8]. Он предназначен для измерения выхода нейтронов от импульсного нейтронного излучателя с энергией нейтронов в интервале 0.5–15 MeV с длительностью нейтронного импульса не более 0.1 s. Диапазон его измерений составляет $4.5 \cdot 10^5$ – $0.8 \cdot 10^{12}$ neutron/pulse при относительной погрешности измерения выхода нейтронов не более 20% и доверительной вероятностью, равной 0.95.

Импульс нейтронного излучения в лазерно-плазменном ионном диоде с магнитной изоляцией образуется следующим образом. Началом генерации служит запуск импульсного лазера, чье излучение при прохождении плоскопараллельной пластины разделяется на два неодинаковых луча. Основой луч, несущий в себе более 90% энергии, проходит через фокусирующую линзу и направляется на лазерную мишень, состоящую из сорбента изотопов водорода (как правило, Ti или Zn) и, собственно, изотопов водорода. Второй луч отклоняется к лазерному разряднику, являющемуся одновременно первым разрядником ГИН, и фокусируется на поверхности одного из его электродов, инициируя пробой воздушного промежутка и запуск ГИН. Достигая лазерной мишени, основной луч вызывает ее абляцию, ионизацию испаренного материала и нагрев плазмы, образуя тем самым расширяющийся во внешнем магнитном поле сгусток лазерной плазмы. В силу сложной геометрии магнитного поля внутри диода различные участки плазменного сгустка расширяются под разными углами к вектору магнитной индукции, но движение плазмы по нормальному направлению к поверхности конической нейтронообразующей мишени происходит преимущественно поперек магнитного поля. Импульс высоковольтного напряжения появляется на лазерной мишени с некоторой задержкой относительно начала образования плазмы, обусловленной коммутацией всех разрядников ГИН и срабатыванием обостряющего разрядника (для описываемой здесь установки — ~ 70 ns). Продолжая расширение, но уже в присутствии электрического поля, лазерная плазма является источником положительно заряженных ионов, причем как ионов материала мишени с зарядностью до +14, так и изотопов водорода [11], которые ускоряются к нейтронообразующей мишени. Небольшая длина ускоряющего промежутка (~ 30 mm) и высокое ускоряющее напряжение (~ 200 kV) не позволяет ионам распределяться в соответствии со своим зарядово-массовым соотношением [11], а сложная временная зависимость зарядового состава лазерной плазмы лишает возможности выделять ток именно ионов изотопов водорода в общем ионном токе без проведения специальных исследований. В этой связи, извлекаемый из плазмы ионный ток пока можно рассматривать только как общий ток ионов материала мишени и изотопов водорода с неизвестным соотношением. Поставляя ионы в ускоряющий промежуток, лазерная плазма расширяется, пока либо не достигнет

нейтронообразующей мишени, либо не исчерпает себя, что определяет длительность импульса ионного тока. На нейтронообразующей мишени ускоренные ионы обоих сортов инициируют ионно-электронную эмиссию, которая поставляет в ускоряющий промежуток электроны, ускоряемые обратно к лазерной мишени и дополнительно нагружающие ГИН, чему противостоит система магнитной изоляции. Общий ток диода, таким образом, состоит из высокозарядных ионов материала лазерной мишени, ионов изотопов водорода и некоторой доли тока обратных электронов. Ионы изотопов водорода на мишени вступают в ядерную реакцию с сорбированными в ней изотопами водорода, генерируя нейтроны.

2. Результаты экспериментов

Результаты экспериментов включают в себя осциллограммы полного тока через диод и напряжения на нем (рис. 2 и 3), полученные на дюралюминиевой мишени (без дейтерированного полиэтилена) при амплитудном напряжении ГИН 150 и 250 kV и энергии лазерного импульса 0.2 и 0.7 J. Также в разд. 2 представлены результаты нейтронных измерений при напряжении 200 kV и энергии лазерного импульса 0.7 J.

Все осциллограммы получены путем усреднения выборок по 15 импульсов, прошедших фильтрацию частот ниже уровня 5 MHz (для уменьшения помех). Сплошной линией на рис. 2 и 3 представлен обработанный импульс, а штрихом показана область доверительного интервала с доверительной вероятностью 68% (одна σ). Наибольший вклад в доверительный интервал вносит статистический разброс импульсов, который увеличивался с ростом энергетики как ГИН, так и лазера.

Подробное обсуждение экспериментальных данных будет дано в разд. 3. Пока же остановимся только на первостепенном значении полученных результатов. Величина амплитуды полного тока через диод находится для рассматриваемых параметров ГИН и лазера в диапазоне 0.8–2.2 kA при длительности на полувысоте 0.2–1.0 μ s. В работе [6], которая во многом служила прототипом текущей установки, амплитуда импульсов тока через диод составляла ~ 120 A при длительности на полувысоте ~ 0.3 μ s, амплитудном напряжении ГИН 280 kV и энергии лазерного импульса 0.1 J. На текущей установке при амплитудном напряжении ГИН 250 kV и энергии лазерного импульса 0.2 J был получен диодный ток амплитудой 1.1 kA при длительности на полувысоте 1.0 μ s (рис. 2). Таким образом, при несколько меньшем напряжении, но в два раза большей энергии лазера, был получен импульс тока девятикратно большей амплитуды и втроекратно большей длительности. Причиной этому является единственная существенно измененная часть экспериментальной установки — новая система магнитной изоляции [7].

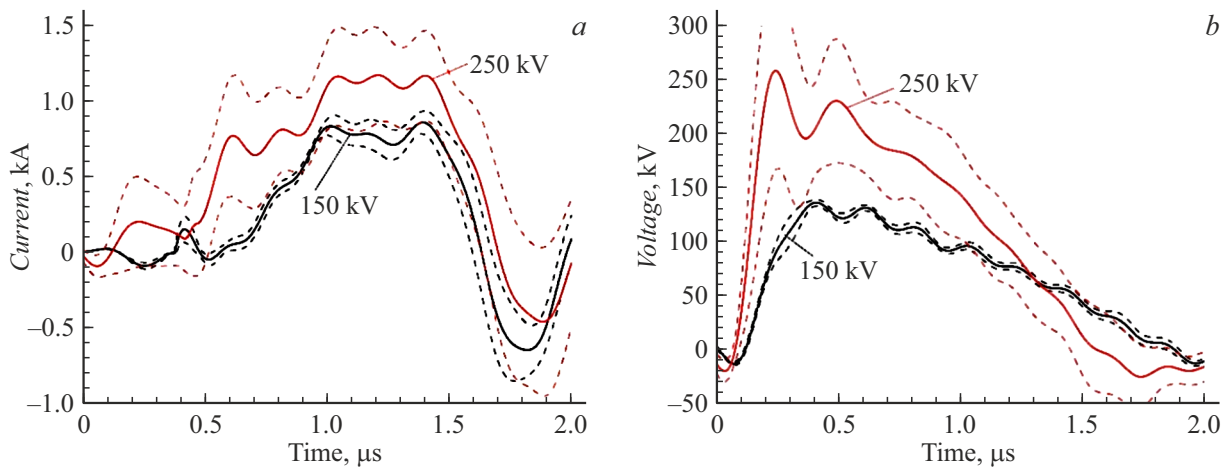


Рис. 2. Осциллограммы тока (а) и напряжения (b) на диоде — сплошная линия, доверительный интервал в одну σ — штриховая линия, при амплитудных напряжениях ГИН 150 и 250 кВ и энергии лазерного импульса 0.2 Дж.

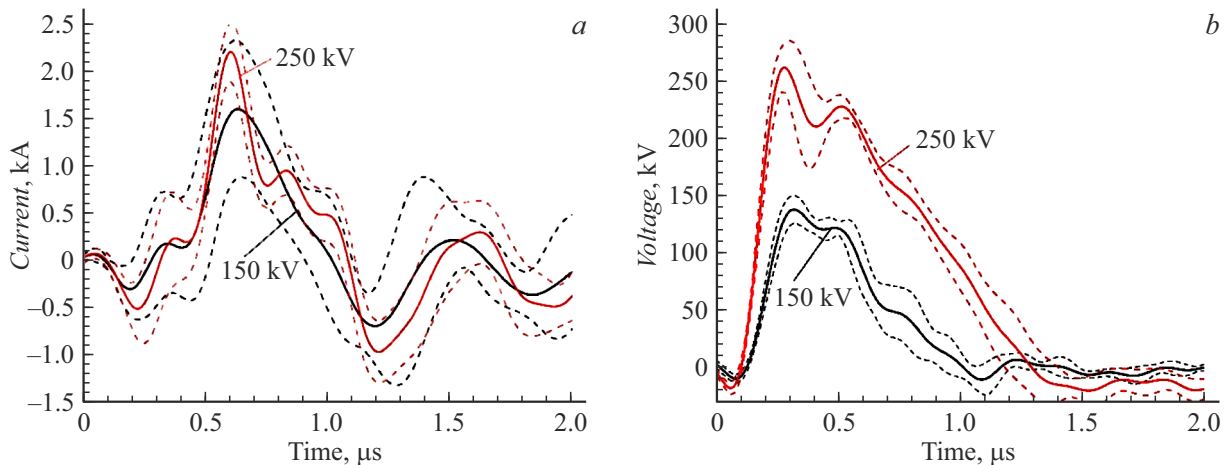


Рис. 3. Осциллограммы тока (а) и напряжения (b) на диоде — сплошная линия, доверительный интервал в одну σ — штриховая линия, при амплитудных напряжениях ГИН 150 и 250 кВ и энергии лазерного импульса 0.7 Дж.

Нейтронные измерения проводились при амплитудном напряжении ГИН 204 ± 10 кВ и составили серию из 10 импульсов, чей нейтронный выход регистрировался ТПИВН61. Результирующий средний выход составил $(2.1 \pm 0.7) \cdot 10^6$ neutron/pulse. Учитывая то обстоятельство, что нейтронообразующим дейтерированным полиэтиленом было покрыто только 10% площади мишени, полный нейтронный выход должен составлять $(2.1 \pm 0.7) \cdot 10^7$ neutron/pulse. В работе [6] амплитудному напряжению ГИН 200 кВ соответствовал нейтронный выход $5 \cdot 10^6$ neutron/pulse, что достигалось при двукратно меньшей энергии лазера, но со стехиометрией лазерной мишени 1.6 (против 0.8 в текущем эксперименте). Таким образом, нейтронный выход нового лазерно-плазменного ионного диода увеличился только в 4 раза в сравнении со своим предшественником из [6], что значительно меньше роста амплитуды и длительности импульса диодного тока. О причинах этого речь пойдет в следующем разделе.

3. Обсуждение результатов

Нулевой отметке времени на осциллограммах рис. 2 и 3 соответствует момент срабатывания лазерного разрядника Р1, а также начало расширения лазерной плазмы и запуск ГИН. Согласно литературным данным [12–15], средняя скорость расширения лазерной плазмы в газодинамическом режиме при длине волны лазерного излучения 1064 нм, плотности мощности $\sim 10^{10}$ Вт/см² и длительности импульса 10 нс составляет $\sim 10^7$ см/с или 10 см/μс. Длина ускоряющего промежутка составляет ~ 30 мм, а значит, в отсутствие магнитного поля плазма должна перемещать его за время ~ 0.3 μс. Здесь же окончание импульса напряжения на диоде наблюдается в момент в диапазоне 1–2 μс после появления лазерной плазмы. Таким образом проявляется замедляющее плазму действие магнитного поля.

Между тем для получения высокого нейтронного выхода на лазерно-плазменном диоде важно не только

высокое значение тока ионов дейтерия, но и длительность этого тока, что в совокупности даст большой нейтронный выход за импульс. Магнитное поле в плазменных ионных диодах рассматривается преимущественно как средство подавления обратных электронов, и для металлических нейтронообразующих мишеней может повысить энергоэффективность (число нейтронов на единицу энергии) диода не более чем в 3 раза [16] относительно диода без поля, когда на каждый ускоренный к мишени ион будет приходиться 2 обратных электрона. При неизменном ГИН и достаточной энергии лазера это означает возможность трехкратного увеличения нейтронного выхода при обеспечении полного подавления обратных электронов. Данные же рис. 2 демонстрируют шестикратное увеличение длительности импульса диодного тока, причем относительно варианта с магнитным полем, но менее удачной конфигурации [6]. Таким образом, магнитное поле как замедлитель лазерной плазмы оказывает куда больший положительный эффект на увеличение нейтронного выхода в лазерно-плазменном ионном диоде, чем как средство запираения обратных электронов вблизи поверхности мишени. Кроме того, увеличение нейтронного выхода посредством замедления лазерной плазмы обладает большим потенциалом, ограниченным в итоге только энергией лазерного импульса (до 10 J в портативных серийных лазерах) и техническими средствами создания магнитного поля (до нескольких Т в импульсных магнитных системах), в то время как полная магнитная изоляция всех электронов не может привести к более чем трехкратному росту нейтронного выхода.

Величина переносимого за импульс заряда возрастает с увеличением амплитудного напряжения на ГИН при обеих используемых энергиях лазерного импульса (рис. 2 и 3). Отсюда следует, что диод работает в режиме ограничения тока пространственным зарядом. В соответствии с законом Чайлда–Ленгмюра, диодный ток должен монотонно возрастать в силу расширения лазерной плазмы и соответствующего сокращения ускоряющего промежутка. Наблюдаемая на рис. 2, а „полочка“ тока должна объясняться уменьшающимся по ходу импульса напряжением на диоде (рис. 2, б), которое компенсирует укорочение промежутка между плазмой и катодом. Оценка длины этого промежутка Δr с помощью закона Чайлда–Ленгмюра для цилиндрического диода и средней частицы с зарядово-массовым отношением $e/m = 11 \cdot 10^6$ C/kg [11] (D^+ : $e/m = 48 \cdot 10^6$ C/kg, Zr^{+1} : $e/m = 1.1 \cdot 10^6$ C/kg, Zr^{+13} : $e/m = 14 \cdot 10^6$ C/kg) дает для $1.0 \mu s$ $\Delta r_{1.0} \approx 3$ mm, а для $1.5 \mu s$ — $\Delta r_{1.5} \approx 2$ mm (рис. 2, а). Скорость движения замедленной плазменной границы здесь составляет ~ 0.2 cm/ μs , что, во всяком случае, меньше скорости расширения невозможной магнитным полем лазерной плазмы, составляющей ~ 10 cm/ μs [12–15]. Для случая 0.7 J „полочка“ не наблюдается, что будет пояснено несколько ниже, но аналогичная оценка Δr для пикового тока дает те же 3 mm. Пока же можно заключить, что лазерная

плазма способна поставлять в ускоряющий промежуток ($r_{acc} \sim 30$ mm) ионы в необходимом для генерации значительного количества нейтронов только при непосредственном приближении плазмы к нейтронообразующей мишени ($\Delta r/r_{acc} \sim 10\%$). Таким образом, длинный ускоряющий промежуток необходим только для обеспечения его электрической прочности на протяжении всего высоковольтного импульса, а килоамперные токи возможны только при приближении лазерной плазмы вплотную к катоду. В этой связи магнитное поле должно быть как можно сильнее сконцентрировано вблизи его поверхности, чтобы в меньшей степени замедлять расширение лазерной плазмы во время ее „холостого“ движения к мишени.

Сопоставление осциллограмм тока и напряжения на рис. 2 и 3 показывает, что приложенное к ускоряющему промежутку напряжение равно своему амплитудному значению только пока диодный ток не превосходит величину ~ 100 А. При ее превышении напряжение начинает линейно уменьшаться, пока не достигает нуля. Запасенная в ГИН энергия составляет для импульса амплитудой 150 kV — 60 J, а для импульса в 250 kV — 160 J. Эти же значения энергии получаются при расчете выделенной в диоде энергии на основе осциллограмм рис. 2 и 3 — 60 J для случая 150 kV и 160 J для случая 250 kV, причем одинаково для обеих энергий лазерного импульса. Таким образом, ГИН не хватает запасенной энергии для поддержания амплитудного значения ускоряющего напряжения при килоамперной токовой нагрузке, и напряжение спадает сразу после появления заметного тока.

Пиковая форма импульсов тока при 0.7 J энергии в лазерном импульсе объясняется теперь следующим образом. Большая энергия лазера порождает быстрее расширяющуюся лазерную плазму (в том числе и в магнитном поле), что влечет за собой более быстрый рост диодного тока. Но больший ток вызывает больший расход энергии, вследствие чего ускоряющее напряжение быстрее спадает: при 150–30 kV — за $0.5 \mu s$ для 0.2 J, при 120 kV — за $0.5 \mu s$ для 0.7 J, при 250–70 kV — за $0.5 \mu s$ для 0.2 J, и при 140 kV — за $0.5 \mu s$ для 0.7 J, в результате чего предельный диодный ток резко уменьшается после достижения существенных значений, что и порождает наблюдаемый пик.

Недостаток энергии ГИН также является причиной меньшего роста нейтронного выхода (в 4 раза относительно [6]) в сравнении с ростом амплитуды и длительности импульса тока (в 9.3 раза относительно [6]). Так, при амплитудном напряжении на диоде 150 kV среднее значение напряжения за импульс тока составляет только 60 kV, а для 250 kV — 110 kV. Нейтронным измерениям, проводимым при амплитудном значении напряжения 200 kV, соответствует среднее напряжение 90 kV. Используя данные о сечении ядерной реакции $d(d, n)^3He$ [17], можно оценить нейтронный выход, который должен был быть получен на текущих токовых импульсах лазерно-плазменного диода при ступенчатом

импульсе ускоряющего напряжения амплитудной величины — $(9 \pm 3) \cdot 10^7$ neutron/pulse. Данная оценка учитывает только увеличение нейтронного выхода, связанного с ростом энергии дейтронов, но не учитывает рост самого дейтронного тока с ростом напряжения, в связи с чем итоговый нейтронный выход должен быть выше.

Авторский коллектив в настоящий момент ведет работы по разработке и изготовлению ГИН на напряжении 300 kV и энергию 1200 J. Нейтронный выход представленного здесь лазерно-плазменного диода с этим ГИН должен возрасти до 10^9 neutron/pulse на $d(d, n)^3\text{He}$ реакции.

Заключение

Проведены эксперименты по генерации нейтронов в новом импульсном портативном лазерно-плазменном ионном диоде с магнитной изоляцией вторичных электронов полем постоянных магнитов. Параметры импульсов диодного тока находились в следующих диапазонах значений: амплитуда 0.8–2.2 кА, длительность 0.2–1.0 μs при амплитуде ускоряющего напряжения до 250 kV и энергии лазера до 0.7 J. При этом запасенной в ГИН Аркадьева–Маркса энергии не хватало для поддержания амплитудного значения напряжения на протяжении всего импульса тока. Достигнут нейтронный выход в $(2.1 \pm 0.7) \cdot 10^6$ neutron/pulse на неполной мишени, занимающей только 10% от возможной площади, при амплитуде ускоряющего напряжения 200 kV (110 kV в среднем) и энергии лазера 0.7 J. Нейтронный выход, который должен был быть получен при стабильных 200 kV напряжениях на диоде (достаточном энергозапасе ГИН) и полной мишени был оценен снизу как $(9 \pm 3) \cdot 10^7$ neutron/pulse. Анализ осциллограмм тока и напряжения на диоде показал значимость замедляющего расширение лазерной плазмы действия магнитного поля на итоговое значение нейтронного выхода. Оно проявляется в увеличении длительности импульса диодного тока, а также росте амплитуды тока до килоамперных значений, что возможно только при длительном нахождении плазмы вблизи поверхности мишени (< 3 mm, что составляет 10% от общей длины ускоряющего промежутка).

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00508, <https://rscf.ru/project/22-29-00508/>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Е.П. Боголюбов, В.И. Рыжков. Приборы и техника эксперимента, **2**, 160 (2004).
- [2] V.D. Aleksandrov, E.P. Bogolubov, O.V. Bochkarev, L.A. Korytko, V.I. Nazarov, Yu.G. Polkanov, V.I. Ryzhkov, T.O. Khasaev. Appl. Radiat. Isot., **63** (5–6), 537 (2005). DOI: 10.1016/j.apradiso.2005.05.002
- [3] Д.Н. Селезнев, Т.В. Кулевой, С.В. Плотников, А.В. Козлов, Г.Н. Кропачев, С.В. Барабин, Г.С. Румянцев, Н.Н. Щитов. Известия вуз. Физика, **59** (9–3), 277 (2016).
- [4] Ю.В. Михайлов, Б.Д. Лемешко, И.А. Прокуратов. Физика плазмы, **45** (4), 323 (2019). DOI: 10.1134/S036729213503007X
- [5] K.I. Kozlovskii, Yu.P. Kozyrev, A.S. Tsybin, A.E. Shikanov. Sov. Phys. Tech. Phys., **25** (6), 694 (1980).
- [6] A.E. Shikanov, E.D. Vovchenko, K.I. Kozlovskii. At. Energy, **119** (4), 258 (2016). DOI: 10.1007/s10512-016-0057-3
- [7] Д.С. Степанов, А.П. Скрипник, К.И. Козловский, Э.Я. Школьников. Тез. докл. VIII междунар. конф. „Лазерные, плазменные исследования и технологии“ (Москва, Россия, 2022), с. 181.
- [8] ФГУП „ВНИИА им. Н.Л. Духова“, *Прибор измерения выхода нейтронов ТПИВН61* (Electronic resource). URL: <http://vniia.ru/production/neitronnie-generatory/izmerenie-potoka-neitronov/tpivn61-tpivn111/tpivn61-i-tpivn111.php>.
- [9] ГОСТ Р 52956-2008 *Материалы магнитотвердые спеченные на основе сплава неодим–железо–бор. Классификация. Основные параметры*. М., 2008. 12 с.
- [10] Д.С. Степанов, А.П. Скрипник, К.И. Козловский, Э.Я. Школьников. Атомная энергия, **133** (2023) (в печати).
- [11] E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, M.J. Sadowski, J. Wolowski, M. Kubkowska, P. Gasior, M. Rosinski, M. Ladygina. Radiat. Eff. Defects Solids, **165** (6–10), 412 (2010). DOI: 10.1080/10420151003715341
- [12] Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, Г.В. Склизков. Труды ФИАН, **52**, 171 (1970).
- [13] Н.Г. Басов, В.А. Бойко, В.А. Грибков, С.М. Захаров, О.Н. Крохин, Г.В. Склизков. *Начальная стадия движения лазерной плазмы в режиме газодинамического разлета* (Препринт № 38 ФИАН им. П.Н. Лебедева, 1971)
- [14] Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, Г.В. Склизков. Труды ФИАН, **76**, 186 (1974).
- [15] Ю.А. Быковский, В.Н. Неволин. *Лазерная масс-спектрометрия* (Энергоатомиздат, М., 1985)
- [16] А.М. Борисов, Е.С. Машкова. *Физические основы ионно-лучевых технологий* (Университетская книга, М., 2011)
- [17] Nuclear Energy Agency. JANIS (Electronic resource). URL: https://oecd-nea.org/jcms/pl_39963/janis-downloads