

04

Формирование потоков дейтронов в малогабаритном высоковольтном сильноточном диоде с импульсной магнитной изоляцией

© А.Е. Шиканов, Е.Д. Вовченко, А.А. Исаев, К.И. Козловский, В.Л. Шатохин

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
115409 Москва, Россия
e-mail: vlshatokhin@mephi.ru

(Поступило в Редакцию 6 октября 2016 г.)

Приведены результаты новых исследований по получению потоков ускоренных дейтронов в малогабаритном ионном диоде с импульсной магнитной изоляцией электронов. Плазменный анод диода формировался под действием излучения лазера с длиной волны $1.06 \mu\text{m}$, длительностью импульса 10 ns , энергией импульса излучения до 1 J , плотностью мощности на мишени $5 \cdot 10^{15} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. Ускоряющее напряжение до 300 kV создавалось с помощью генератора импульсного напряжения Аркадьева-Маркса с запасенной энергией 50 J при частоте повторения 1 Hz . Изолирующее электроны магнитное поле более 0.6 T формировалось импульсом тока первого каскада генератора в спиральной линии перед катодом конической формы. Достигнуто устойчивое ускорение дейтронов до энергии 300 keV с током до 1.5 kA при длительности импульса $0.3 \mu\text{s}$.

DOI: 10.21883/JTF.2017.06.44524.2057

В работе [1] были опубликованы результаты, полученные сотрудниками НИЯУ МИФИ в процессе исследования импульсных малогабаритных диодов с магнитной изоляцией для генерации нейтронов, и проанализированы две возможности увеличения энергии и тока дейтронов — за счет повышения амплитуды ускоряющего напряжения и за счет повышения эмиссионной способности плазменного источника дейтронов. Первая связана с использованием высокостабильных генераторов импульсного напряжения (ГИН), собранных по схеме Аркадьева-Маркса, с амплитудой до 400 kV и эффективной магнитной изоляцией диодного зазора [2–4]. Вторая достигается путем применения лазеров, способных генерировать импульсы излучения с энергией W до 1 J в импульсе длительностью $\sim 10 \text{ ns}$ для получения дейтериевой плазмы [5].

Использовать магнитную изоляцию в малогабаритных диодных системах для генерации нейтронов было впервые предложено в работе [6]. При этом возможны две схемы подавления электронной проводимости: постоянным магнитным полем с азимутальной симметрией [1–4] и импульсным магнитным полем спиральной линии, прилегающей к катоду [1,5,7].

Эксперименты по формированию потоков ускоренных дейтронов в диодах с подавлением электронной проводимости полем постоянных магнитов [2,3] выявили недостатки, связанные со сложной конфигурацией магнитного поля и его неоднородностью. Они проявляются в невозможности создания во всем пространстве между катодом и фронтом лазерной плазмы индукции магнитного поля параллельно поверхности катода более 0.6 T , требуемой для полного подавления электронной проводимости диода при $W > 0.1 \text{ J}$. Это приводит к пробой-

ным явлениям в области диодного зазора и неполному извлечению дейтронов.

Авторами было установлено, что подобные недостатки в меньшей степени проявляются в диодах с импульсной магнитной изоляцией, рассмотренных в работах [1,4,7]. В настоящей работе приводятся результаты дальнейшего экспериментального исследования процессов формирования потоков ускоренных дейтронов в подобных диодах.

Для получения дейтериевой плазмы использовался лазер на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом, генерирующий в режиме модулированной добротности импульсы инфракрасного излучения ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) с энергией $W \leq 0.85 \text{ J}$ и длительностью $\tau_l \approx 10 \text{ ns}$. Передний фронт лазерной плазмы играл роль анодной поверхности. Ускоряющее напряжение создавалось с помощью ГИН Аркадьева-Маркса, генерирующего в режиме холостого хода положительные импульсы с амплитудой $U_0 \approx 400 \text{ kV}$ и длительностью более $10 \mu\text{s}$. ГИН мог работать с частотой 1 Hz .

Магнитное поле в диоде формировалось, как и в работе [4], с помощью спиральной линии, образующая поверхность которой имеет форму усеченного конуса. Принципиальное отличие от проводимого ранее эксперимента заключалось в использовании более мощного лазера, высокостабильного ГИН с параметрами, указанными выше, и оригинальной схемы его запуска на базе лазерного управляемого разрядника (ЛУР).

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Электродная система ионного диода находится в вакуумной камере. Процесс формирования потока ускоренных дейтронов на ионном коллекторе осуществлялся следующим образом. Импульс инфракрасного излучения, генерируемый лазером, фокусировался

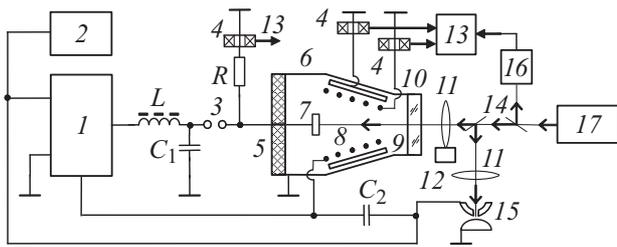


Рис. 1. Схема эксперимента по формированию дейтронного потока: 1 — ГИН (2–30 каскады), 2 — блок зарядки ГИН, 3 — разрядник-обостритель, 4 — пояса Роговского, 5 — изолятор, 6 — вакуумная камера, 7 — плазмообразующая мишень, 8 — спиральная линия, 9 — ионный коллектор (катод), 10 — оптическое окно, 11 — фокусирующие линзы, 12 — сканирующее устройство, 13 — осциллограф, 14 — частично прозрачные зеркала, 15 — ЛУР, 16 — ФЭК, 17 — лазер.

на твердую плазмообразующую мишень с плотностью мощности $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Использовались мишени из дейтеридов титана и дейтерированного полиэтилена. Фокусирующая линза закреплялась на упругой подвеске, вибрирующей перпендикулярно трассе лазерного луча, что, согласно [8], обеспечивало сканирование пятна фокусировки по поверхности мишени для поддержания концентрации дейтерия вблизи поверхности мишени на фиксированном уровне.

С помощью частично прозрачного зеркала и собирающей линзы часть лазерного излучения направлялась для запуска ЛУР с характерным временем запаздывания разряда $\leq 50 \text{ ns}$, через который накопительная емкость $C_2 = 0.25 \mu\text{F}$, находящаяся под напряжением $\approx 15 \text{ kV}$, разряжалась на спиральную линию конической формы с углом наклона $\approx 20^\circ$. В результате в спирали формировался импульс тока с фронтом нарастания $< 500 \text{ ns}$ и амплитудой $\approx 8 \text{ kA}$. Расчет показал, что в этом случае с учетом тока, индуцируемого в коллекторе, охватывающем спираль и также имеющем подобную спирали коническую форму, индукция магнитного поля в области, прилегающей к коллектору, а также вблизи проводников спирали должна существенно превышать критические значения [1], при которых электроны с коллектора и проводников спирали гарантированно не должны захватываться плазменным облаком и инициировать пробой в ускоряющем зазоре.

В рассматриваемой схеме узел ЛУР– C_2 одновременно являлся первым каскадом ГИН. После его срабатывания емкости ГИН разряжались на формирующую линию LC_1 ($L > 1 \text{ mH}$, $C_1 = 30 \text{ pF}$), соединенную через разрядник-обостритель с плазмообразующей мишенью. Сопротивление $R = 100 \text{ k}\Omega$ предназначено для создания потенциала корпуса установки на втором электроде разрядника-обострителя и одновременно для измерения импульса напряжения на плазмообразующей мишени. Наличие формирующей линии обеспечивало временную задержку

между формированием импульса ускоряющего напряжения и временем распространения плазмы с анода для выполнения необходимых условий синхронизации

$$\frac{H}{V} \approx \sqrt{LC_1} \approx 200 \text{ ns},$$

где H — продольный размер коллектора (катода), $V \sim 10^5 \text{ m/s}$ — скорость разлета лазерной плазмы.

Ток ускоренных дейтронов и ток в цепи спиральной линии измерялись осциллографом с помощью поясов Роговского. На рис. 2 представлены импульсы дейтронного тока при различных энергиях лазерного излучения, полученные в результате обработки экспериментальных осциллограмм методом кубической интерполяции, необходимые для теоретического анализа возможного нейтронного выхода. Точкой временного отсчета являлся сигнал с фотоэлектронного коаксиального преобразователя (ФЭК), на который отводилась малая часть излучения лазера (рис. 1).

Полученные экспериментальные данные позволяют оценить перспективы генерации нейтронов в рассматриваемой диодной системе. Выход нейтронов за импульс определялся по формуле

$$Q(W) \approx \frac{n}{e} \int_0^\tau dt \cdot I_D(W, t) \int_0^{eU(t)} dE \frac{\sigma(E)}{F(E)},$$

где n — концентрация ядер реагентов в нейтронообразующей мишени, e — элементарный электрический заряд, τ — длительность импульса дейтронного тока по основанию, $U(t)$ — зависимость ускоряющего напряжения от времени, $F(E)$ — потери энергии дейтроном на единице длины мишени, $\sigma(E)$ — микросечение ядерной реакции. Зависимости тока дейтронов и напряжения от времени

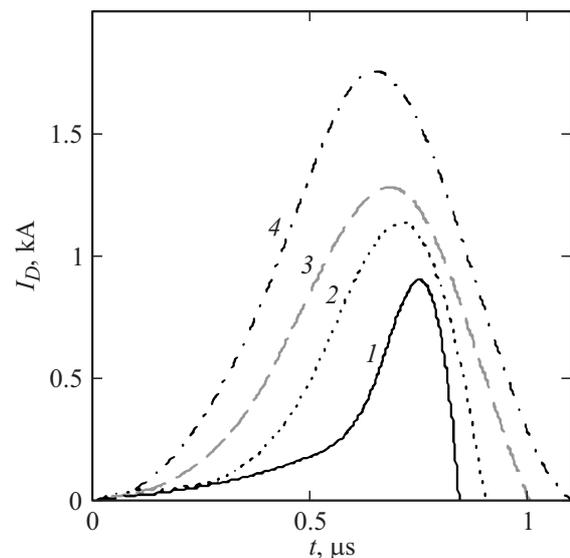


Рис. 2. Ток диода $I_D(t)$ при энергиях лазера: 1 — 80, 2 — 200, 3 — 380, 4 — 750 мДж.

Результаты расчета — $Q(W)$ neutrons/pulse

Ядерная реакция	W, mJ			
	80	200	380	750
$T(d, n)^4\text{He}$	$2 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^{10}$
$D(d, n)^3\text{He}$	$1.5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^8$

брались из осциллограмм, полученных в результате эксперимента. Оценки нейтронного выхода были сделаны для ядерных реакций $T(d, n)^4\text{He}$ и $D(d, n)^3\text{He}$, традиционно используемых в малогабаритных генераторах нейтронов. При расчете функции энергетических потерь использовалась модель, описанная в работе [9]. Расчет проводился для мишеней из титана, равномерно насыщенного тритием или дейтерием до коэффициента стехиометрии $k = 1.5$. Результаты расчета нейтронного выхода представлены в таблице.

Проведено экспериментальное исследование диода для генерации нейтронов с лазерно-плазменным источником дейтронов и импульсной магнитной изоляцией спиральной линией конической формы при энергии лазерного импульса и амплитуде ускоряющего напряжения, достигающих соответственно $W = 0.75 \text{ J}$ и $U_0 = 300 \text{ kV}$.

Показано, что в указанных диапазонах W и U_0 соблюдается пропорция между амплитудой дейтронного тока и энергией лазерного импульса.

Выполненные для данных диапазонов W и U_0 расчеты показали, что нейтронный выход в полный телесный угол при использовании ядерной реакции $T(d, n)^4\text{He}$ может достигать 10^{11} neutrons/pulse.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ, Соглашение № 14.575.21.0049. (RFMEFI 57514X0049).

Список литературы

- [1] Диденко А.Н., Шиканов А.Е., Козловский К.И., Шатохин В.Л., Пономарев Д.Д. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 11. С. 1025–1034.
- [2] Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Шатохин В.Л. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 10. С. 104–110.
- [3] Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И. // Атомная энергия. 2015. Т. 119. Вып. 4. С. 210–215.
- [4] Козловский К.И., Пономарев Д.Д., Рыжков В.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. // Атомная энергия. 2012. Т. 112. Вып. 3. С. 182–184.
- [5] Ананьин О.Б., Цыбин А.С., Шиканов А.Е., Козловский К.И. // Атомная энергия. 2013. Т. 115. В. 2. С. 115–118.
- [6] А.с. № 766048 СССР. Импульсная нейтронная трубка / Д.Ф. Беспалов, К.И. Козловский, А.С. Цыбин, А.Е. Шиканов. 1979.
- [7] А.с. 1468275 СССР. Импульсная нейтронная трубка / В.М. Гулько, В.Н. Дыдычкин, К.И. Козловский, Н.Ф. Коломиец, Б.В. Михайленко, А.Е. Шиканов, К.И. Яковлев. 1985.
- [8] А.с. 1107678 СССР. Сканирующее устройство лазерного источника ионов / И.И. Вергун, Ю.А. Дьячихин, К.И. Козловский, А.Е. Шиканов. 1982.
- [9] Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е. // Атомная энергия. 2010. Т. 109. Вып. 5. С. 293–298.