

УДК 533.9.072

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ КВАЗИТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

С. В. Голубев, В. А. Скалыга, И. В. Изотов, А. В. Сидоров, С. В. Разин,
Р. А. Шапошников, Р. Л. Лапин, А. Ф. Божанов, М. Ю. Казаков*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В работе рассматривается возможность создания компактного мощного генератора нейтронов с малым размером излучающей области (порядка 100 мкм) с нейтронным выходом на уровне 10^{10} с^{-1} на основе дейтерий-дейтериевой реакции синтеза (или 10^{12} с^{-1} на основе дейтерий-третиевой реакции), протекающей при бомбардировке дейтерий- или тритий-содержащей мишени сильноточным (порядка 100 мА) сфокусированным пучком ионов дейтерия с энергией порядка 100 кэВ. Пучок с током на уровне сотен миллиампер и малым эмиттансом (менее $0,1 \text{ п} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$), необходимым для острой фокусировки, может быть получен с использованием квазигазодинамического источника ионов нового поколения. Этот источник создаётся на основе разряда в открытой магнитной ловушке, поддерживаемого мощным электромагнитным излучением миллиметрового диапазона длин волн в условиях электронного циклотронного резонанса. Приводятся расчёты системы фокусировки полученного в экспериментах пучка ионов, которая позволяет создавать на нейтронообразующей мишени пучок ионов дейтерия с поперечным размером на уровне 200 мкм. Обсуждаются перспективы применения такого источника нейтронов для нейтронной томографии.

ВВЕДЕНИЕ

Нейтронная томография является одним из ярких достижений ядерной физики последнего времени. Она открывает широкие возможности разнообразных микроскопических исследований не только физических, но также химических и биологических объектов. Появление в последние годы высокопоточных ядерных реакторов, автоматических нейтронных дифрактометров и специализированных систем детектирования существенно расширило возможности нейтронной томографии, что обусловило увеличение интереса к её использованию [1, 2].

Отметим, что для нейтронной томографии требуются специализированные источники нейтронов, например источники, формирующие хорошо коллимированные (с малым разбросом по углам) пучки [1, 2]. В настоящее время такие направленные пучки нейтронов с необходимой для приложений интенсивностью можно получить, используя ядерные реакторы или крупные ускорители, оснащённые специализированными длинными коллиматорами. Плотность потока нейтронов в самых мощных установках на выходе коллиматора составляет $10^8 \div 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ при характерной апертуре пучка 10 см. Однако высокая стоимость и сложность эксплуатации таких установок сдерживает широкое применение методов нейтронной томографии.

В последнее время обсуждается возможность создания для нейтронной томографии «точечных» источников нейтронов на основе плазмы, образующейся при фокусировке излучения мощных фемтосекундных лазеров на мишень (например, из дейтерий-содержащих кластеров) [3–8]. В плазме, образующейся в таких условиях, возможно эффективное ускорение ионов и, соответственно, генерация нейтронов при столкновениях между ядрами дейтерия. В экспериментах зафиксирован заметный нейтронный выход в диапазоне $10^6 \div 10^9$ нейтронов на 1 Дж вложенной

* gol@appl.sci-nnov.ru

энергии в зависимости от интенсивности лазерного импульса и типа мишени. При этом характерные размеры излучающей области составляли $50 \div 100$ мкм. Отметим, что радиальный (направленный) разлёт нейтронов из «точки» с угловым разбросом, определяемым размерами источника, представляется перспективным для нейтронной томографии [7]. При этом малый размер источника может обеспечить высокое пространственное разрешение, сравнимое с разрешением при использовании коллимированных пучков нейтронов, полученных из ядерных реакторов. При использовании самых современных лазеров с частотой следования импульсов 1 кГц и энергией в импульсе около 0,1 Дж средний по времени полный нейтронный выход из такого «точечного» источника составит около 10^8 с^{-1} , т. е. по потоку нейтронов он существенно уступает реакторным источникам направленных нейтронов. Таким образом, разработка иных, более простых, доступных и мощных источников нейтронов для томографии представляется актуальной задачей.

1. ПОДХОД К СОЗДАНИЮ КВАЗИТОЧЕЧНОГО НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

В данной работе обсуждается возможность создания «точечного» источника нейтронов с нейтронным выходом на уровне $10^{10} \div 10^{12} \text{ с}^{-1}$ на основе сильноточного ионного источника нового поколения [10–12]. Предлагается использовать дейтерий-дейтериевую или дейтерий-третиевую реакции синтеза, протекающие при бомбардировке дейтерий- или тритий-содержащей мишени сфокусированным пучком ионов дейтерия. При этом размер источника нейтронов будет определяться качеством ионного пучка и эффективностью фокусирующей системы, т. е. минимальным поперечным размером ионного пучка, который можно получить на мишени. Это предложение базируется на недавних разработках [10–13] уникальных сильноточных источников ионов на основе разряда, поддерживаемого мощным электромагнитным излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) в открытых магнитных ловушках. Использование мощного миллиметрового излучения современных гиротронов позволяет более чем на порядок увеличить концентрацию плазмы в разряде (до $10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$) по сравнению с традиционными ЭЦР-источниками. При этом меняется режим удержания плазмы: реализуется так называемый квазигазодинамический режим удержания [14] с заполненным конусом потерь с замагниченными электронами и незамагниченными ионами. Время жизни плазмы в таком режиме определяется временем выноса ионов через пробки ловушки с ионно-звуковой скоростью [15]: $\tau = LR/(2V_s)$ (здесь R и L — пробочное отношение и длина магнитной ловушки соответственно, $V_s = \sqrt{T_e/M}$ — скорость ионного звука, T_e — температура электронов, M — масса ионов). Для плазмы, удерживаемой в магнитной ловушке простой пробочной конфигурации с характерным размером 20 см, $T_e \approx 10$ эВ. При этом время жизни составляет величину порядка 10 мкс (отметим, что в традиционных источниках ионов время жизни плазмы составляет десятки миллисекунд). Малое время жизни плазмы в совокупности с большой концентрацией обеспечивает возможность получать потоки плазмы с рекордной плотностью до 10 А/см^2 ($I \propto N_e/\tau$, где N_e — концентрация плазмы, τ — время жизни плазмы). Уже в первых экспериментах с такой плазмой [13], где использовался простой двухэлектродный экстрактор (напряжение экстракции 45 кВ), расположенный вне ловушки на некотором расстоянии от пробки в спадающем магнитном поле (в этой области плотность потока плазмы заметно уменьшалась до оптимальной для используемого напряжения экстракции величины), продемонстрирована возможность генерации пучков ионов водорода и дейтерия с током до 450 мА и плотностью тока до 800 мА/см^2 . При бомбардировке дейтерий-содержащей мишени таким пучком ионов дейтерия зарегистрированы заметные потоки нейтронов (до 10^9 с^{-1}) [16–22]. Перспективные направления применения таких потоков (бор-нейтронозахватная терапия онкологических заболеваний, нейтронные сканеры

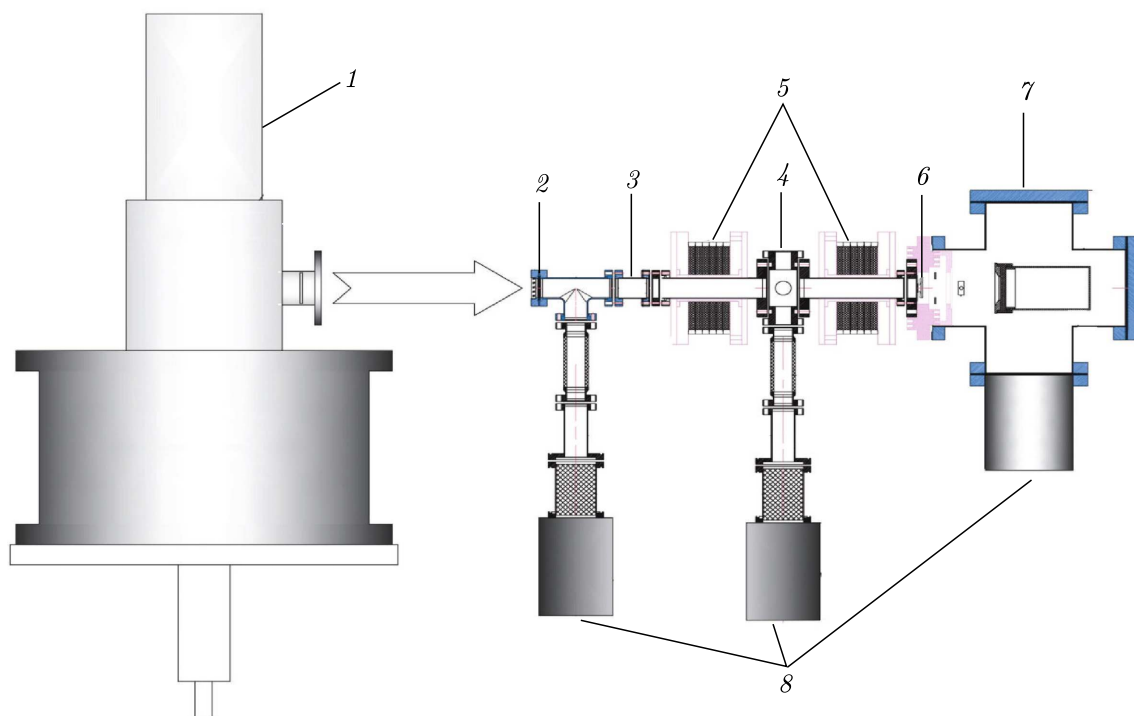


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — гиротрон, 2 — входное окно для сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения, 3 — квазиоптическая система ввода СВЧ излучения в плазму, 4 — разрядная вакуумная камера, 5 — импульсные магнитные катушки, 6 — система формирования ионного пучка, 7 — диагностическая камера, 8 — вакуумные насосы

систем безопасности и нейтронная томография) предложены в работах [16–18, 23, 24].

Таким образом, использование для создания плазмы мощного (на уровне сотен киловатт) импульсного миллиметрового излучения современных гиротронов с частотой $30 \div 100$ ГГц позволяет получать импульсные пучки ионов водорода и его изотопов большой плотностью и малым эмиттансом (до 1 А/см^2 при среднеквадратичном нормализованном эмиттансе менее $0,1 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$). Представляется весьма перспективным использовать такие пучки для получения «точечного» источника нейтронов, т. к. за счёт низкого эмиттанса они могут быть эффективно сфокусированы (поперечный размер пучка может быть сжат до уровня около 100 мкм) на дейтерий-содержащую мишень, а ток дейтронов на уровне $0,5 \text{ А}$ при ускоряющем напряжении 100 кВ обеспечит выход нейтронов в дейтерий-дейтериевой реакции на уровне 10^{10} с^{-1} , в дейтерий-тритиевой реакции 10^{12} с^{-1} .

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Как уже отмечалось, для создания «точечного» источника нейтронов предлагается сфокусировать пучок ионов дейтерия на мишень в пятно с наименьшими размерами. Эффективность фокусировки определяется величиной тока пучка ионов и его эмиттансом. При создании «точечного» источника нейтронов для нейтронной томографии на первый план выходит задача о формировании качественного пучка ионов дейтерия (с предельно малым эмиттансом) и его фокусировке на мишень в пятно с наименьшими поперечными размерами, поскольку именно размер излучающей области (т. е. поперечный размер пучка на мишени) определяет пространственное

разрешение метода нейтронной томографии. Экспериментальные исследования качества пучка ионов и поиск режимов поддержания разряда для формирования ионного пучка с предельно малым эмиттансом проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. Подробное описание экспериментальной установки приведено в работах [9–11].

В экспериментах использовалось излучение гиротрона с частотой 75 ГГц, мощностью до 100 кВт и длительностью импульса 1,5 мс. Электромагнитное излучение с помощью специальной квазиоптической системы фокусировалось в центр разрядной камеры с диаметром 40 мм и длиной 250 мм, помещённой в магнитную ловушку с пробочной конфигурацией магнитного поля. Магнитное поле ловушки создавалось двумя катушками, расположенными на расстоянии 15 см друг от друга, длительность импульса тока в катушках составляла 11 мс, напряжённость максимального магнитного поля достигала 4 Тл, пробочное отношение $B_{\max}/B_{\min} = 5$. Рабочий газ (дейтерий) подавался в разряд по оси ловушки через систему газонапуска, интегрированную в электродинамическую систему ввода микроволнового излучения. Разряд зажигался в максимуме импульса магнитного поля. Экстракция пучка осуществлялась двухэлектродной системой с различными диаметрами отверстий. Максимальное напряжение экстракции достигало 50 кВ. Плазменный электрод располагался в 10 см за пробкой магнитной системы, где за счёт разлёта плазмы по силовым линиям магнитного поля плотность её потока существенно уменьшалась, приближаясь к оптимальной для используемого напряжения экстракции. Полный ток экстрагируемого пучка ионов измерялся цилиндром Фарадея с апертурой, позволяющей перехватывать весь пучок ионов. Измерение эмитанса пучка проводилось с помощью метода «repper-pot», который был успешно использован в предшествующих экспериментах [11–13]. Пластина «repper-pot» располагалась за экстрактором на расстоянии 1 см от пуллера. Для повышения разрешающей способности метода в экспериментах использовался сцинтиллятор из иодида цезия (CsI) с диаметром 100 мм, который располагался на расстоянии 55 мм от пластины.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА ИОНОВ ДЕЙТЕРИЯ

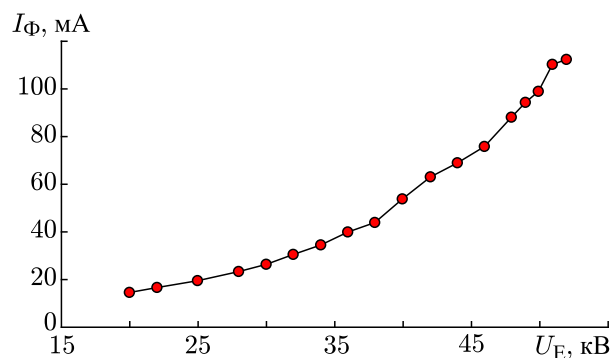


Рис. 2. Зависимость тока на цилиндр Фарадея I_F от напряжения между электродами системы экстракции пучка U_E

Введена зависимость тока на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции (размеры отверстий в плазменном электроде 5 мм, в пуллере 10 мм, расстояние между ними 11 мм). Перемещение системы экстракции ближе к пробке, где концентрация плазмы увеличивается, не приводит к увеличению тока экстрагируемых ионов, поскольку используемое напряжение экстракции недостаточно для формирования пучка ионов из плазмы с большой концентрацией. Максимальный

Экспериментальные исследования были направлены на поиск оптимальных условий поддержания разряда для получения качественных сильноточных пучков ионов с использованием простого одноапертурного двухэлектродного экстрактора. Оптимизация проводилась варьированием мощности излучения, плотности напускаемого газа, величины магнитного поля и геометрических параметров экстрактора (размеров отверстий и расстояния между электродами). Лучшие результаты удалось получить при максимальной величине магнитного поля, мощности микроволнового излучения на уровне 20 кВт и давления газа порядка 10^{-4} торр. На рис. 2 при-

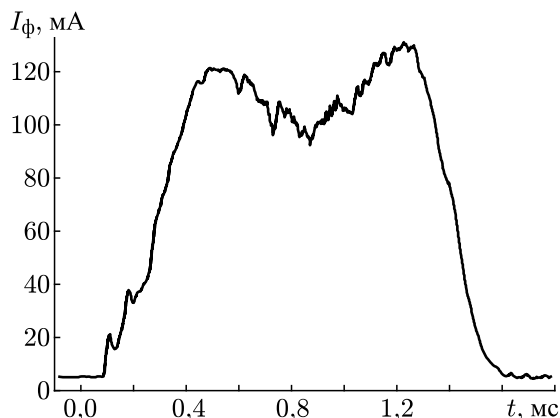


Рис. 3. Пример осциллограммы тока на цилиндр Фарадея. Напряжение между электродами системы экстракции 50 кВ, средний ток пучка 120 мА

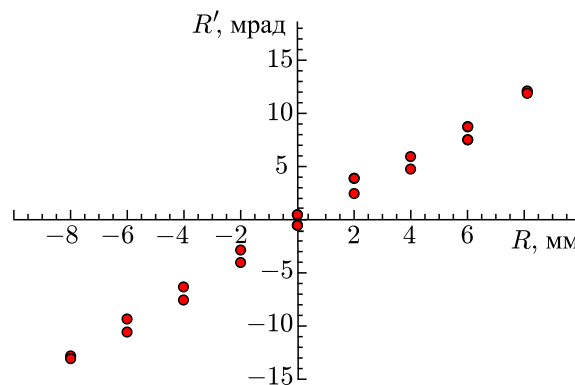


Рис. 4. Диаграмма эмиттанса ионного пучка. Конфигурация системы экстракции: диаметр апертуры плазменного электрода 5 мм, пуллера 10 мм, расстояние между электродами 11 мм. Результирующий среднеквадратичный нормализованный эмиттанс равен $0,03 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$

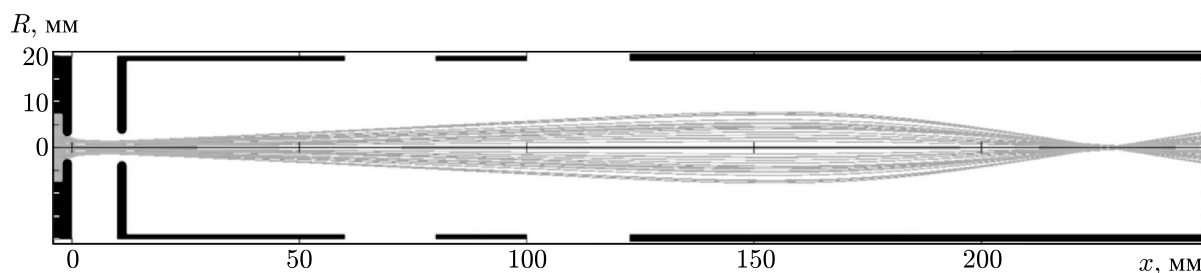


Рис. 5. Расчёт траекторий ионов во всём объёме системы экстракции

ток пучка ионов дейтерия составлял 120 мА, что соответствовало плотности тока $600 \text{ мА}/\text{см}^2$. На рис. 3 приведён пример осциллограммы тока на цилиндр Фарадея.

Пример восстановленной диаграммы эмиттанса, полученной с помощью метода «pepper-pot», показан на рис. 5. Среднеквадратичный нормированный эмиттанс оказался равным $0,03\pi \cdot \text{мм} \times \text{мрад}$. Таким образом, оптимизация условий горения разряда и использование экстрактора с уменьшенной апертурой (по сравнению с системами, использованными в работах [11, 12, 15]) позволили при достаточно большом полном токе ионов дейтерия (120 мА) получить пучок с рекордно малым эмиттансом. При этом яркость пучка более чем на порядок превосходила яркости всех существующих источников ионов с аналогичным уровнем тока пучка.

4. ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОКУСИРОВКИ ПОЛУЧЕННОГО ПУЧКА ИОНОВ ДЕЙТЕРИЯ

Для оценки перспектив применения полученных ионных пучков для создания «точечного» источника нейтронов необходимо оценить размеры пучка в перетяжке при его фокусировке. Рассмотрим простейшую систему фокусировки — магнитную линзу, обеспечивающую половинный угол схождения пучка ионов $\alpha = 30^\circ$. При этом радиус пятна в области фокусировки, определяемый как $\Delta r [\text{мкм}] = (\varepsilon_n [\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}] / \beta) / \alpha$ [25], для измеренного эмиттанса составляет примерно 10 мкм (здесь ε_n — нормализованный эмиттанс, $\beta = V/c$ — скорость, нормированная на скорость света). Для того, чтобы обеспечить такой угол схождения параллельного ионного пучка,

фокусное расстояние линзы $f = 8(M/q)(U/L)B^{-2}$ (здесь q и M — заряд и масса иона соответственно, U — энергия ионов пучка, B — максимальная величина магнитного поля в линзе, L — полуширина продольного профиля магнитного поля в линзе [25]) должно быть равно диаметру апертуры линзы. Для диаметра апертуры 30 мм и энергии ионов пучка дейтерия 50 кэВ величина максимального поля в линзе составляет 1,6 Тл при полуширине профиля магнитного поля 10 см, что представляется вполне достижимым.

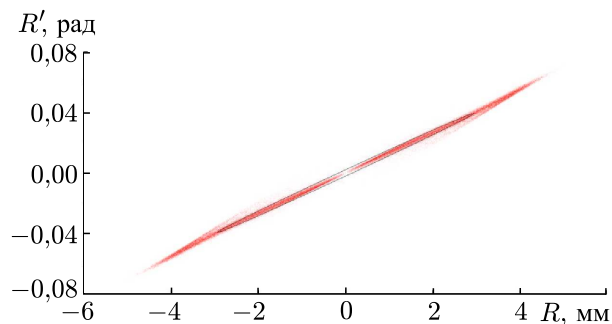


Рис. 6. Диаграмма эмиттанса ионного пучка на выходе из пуллера. Расчётный среднеквадратичный нормализованный эмиттанс равен $0,02 \pi \cdot \text{мм} \times \text{мрад}$

нитной линзой.

На рис. 6–8 приведены результаты расчётов для системы с апертурой плазменного электрода 5 мм, апертурой пуллера 6 мм и межэлектродным зазором 10 мм при напряжении экстракции 100 кВ, полуширине продольного профиля магнитного поля в линзе 10 см, диаметре апертуры линзы 38 мм и величине максимального поля linebreak в линзе 3 Тл. На рисунках представле-

На эффективность фокусировки пучка ионов магнитной линзой могут сильно влиять аберрации фокусирующей системы. Кроме того, при фокусировке сильноточных пучков (с током на уровне сотен миллиампер) необходимо учитывать влияние пространственного заряда пучка (кулоновское расталкивание), что не позволит сжать пучок до предельных размеров, определяемых

эмиттансом. Для условий экспериментов с помощью численного моделирования с использованием открытого программного пакета IBsimu [26] были определены оптимальные условия формирования сходящегося пучка ионов дейтерия маг-

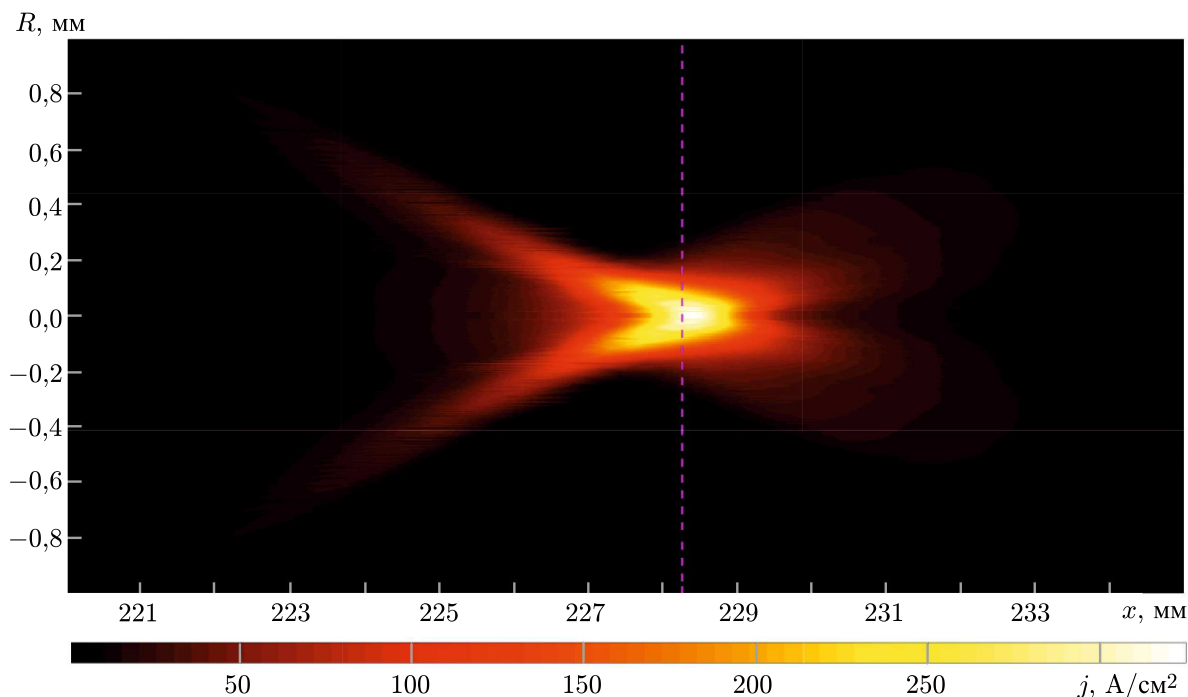


Рис. 7. Распределение плотности ионного тока в окрестности фокуса

ны: расчёт траекторий пучка во всём объёме системы экстракции, диаграмма эмиттанса ионного пучка на выходе из пуллера, продольное (двумерное) и поперечное (одномерное) распределение плотности ионного тока в фокальной области. Расчёты показали, что система формирования ионного пучка позволяет получать из плотной плазмы ЭЦР-разряда пучки с размером перетяжки в фокальной области на уровне 200 мкм. Отметим, что использование более совершенных систем формирования пучка ионов, например систем с сильным магнитным полем или электростатических методов, позволяет надеяться на получение источника нейтронов с меньшими размерами, более близкими к результатам оценок, представленным в разделе 3.

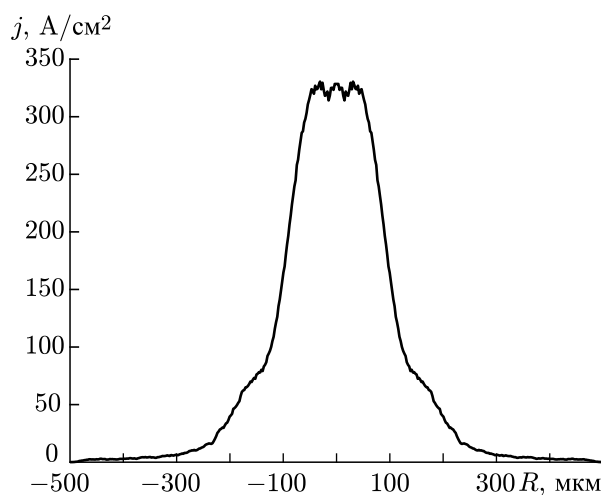


Рис. 8. Поперечное распределение плотности ионного тока в перетяжке

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение сильноточного ионного ЭЦР-источника с квазигазодинамическим удержанием плазмы, нагреваемой миллиметровым излучением гиротрона, позволяет формировать пучки лёгких ионов с уникально низким эмиттансом. Это позволяет рассчитывать на эффективную фокусировку пучка в пятно с характерным размером около 200 мкм. Предложенный подход позволяет разработать квазиточечный компактный источник нейтронов с размерами излучающей области, близкими к достигаемым в лазерных фемтосекундных системах (и, следовательно, обеспечивающими сравнимое пространственное разрешение), но с существенно большим полным количеством нейтронов (сравнимым с получаемым в пучках коллимированных нейтронов из ядерных реакторов: до 10^{10} с^{-1} при использовании дейтериевой мишени и до 10^{12} с^{-1} при использовании тритиевой мишени), что представляется перспективным для нейтронной томографии с использованием быстрых нейтронов с энергией 2,5–14 МэВ [1, 2].

Отметим, что описанные эксперименты проводились в импульсном режиме. Исследования по созданию непрерывного источника проводятся в настоящее время, предварительные результаты опубликованы в работах [27, 28].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 16–19–10501).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аксенов В. Л. // Успехи физ. наук. 1997. V. 167, No. 5. P. 545.
2. Anderson I. S., McGreevy R. L., Bilheux H. Z. Neutron imaging and applications. Boston, USA: Springer, 2009. 341 p.
3. Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V. P., et al. // Phys. Plasmas. 2000 V. 7, No. 5. P. 1993.
4. Davis J., Petrov G. M., Velikovich A. L. // Phys. Plasmas. 2006 V. 13, No. 6. Art. no. 064501.
5. Higginson D. P., Vassura L., Gugiu M. M., et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115, No. 5. Art. no. 054802.
6. Roth M., Jung D., Falk K., et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 115, No. 4. Art. no. 044802.

7. Pomerantz I., McCary E., Meadows A. R. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113, No. 18. Art. no. 184801.
8. Davis J., Petrov G. M., Petrova Tz., et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2010. V. 52, No. 4. Art. no. 045015.
9. Golubev S. V., Razin S. V., Sidorov A. V., et al. // *Rev. Scientific Instruments*. 2004. V. 75, No. 5. P. 1675.
10. Skalyga V., Zorin V., Izotov I., et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. 2006. V. 15, No. 4. P. 727.
11. Skalyga V., Izotov I., Golubev S., et al. // *Rev. Scientific Instruments*. 2016. V. 87, No. 2. Art. no. 02A716.
12. Skalyga V., Izotov I., Sidorov A., et al. // *J. Instrumentation*. 2012. V. 7, No. 10. P. 10010.
13. Skalyga V., Izotov I., Razin S., et al. // *Rev. Scientific Instruments*. 2014. V. 85, No. 2. Art. no. 02A702.
14. Golubev S. V., Razin S. V., Semenov V. E., et al. // *Rev. Scientific Instruments*. 2000. V. 71, No. 2. P. 669.
15. Skalyga V., Zorin V., Izotov I., et al. // *Rev. Scientific Instruments*. 2006. V. 77, No. 3. Art. no. 03A325.
16. Skalyga V., Izotov I., Golubev S., et al. // *J. App. Phys.* 2015. V. 118, No. 9. Art. no. 093301.
17. Skalyga V., Izotov I., Golubev S., et al. // *Appl. Radiation and Isotopes*. 2015. V. 106. P. 29.
18. Skalyga V., Izotov I., Golubev S., et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2014. V. 768. P. 146.
19. Barth F. R., Soloway H. A., Fairchild G. R. // *Scientific American*. 1990. V. 263, No. 4. P. 100.
20. Farr L. E., Sweet W. H., Robertson J. S., et al. // *The American J. Roentgenology, Radium Therapy, and Nuclear Medicine*. 1954. V. 71, No. 2. P. 279.
21. Barth R. F., Coderre J. A., Vicente M. G., Blue T. E. // *Clinical Cancer Research*. 2005. V. 11, No. 11. P. 3987.
22. Nakagawa Y., Pooh K., Kobayashi T., et al. // *J. Neuro-Oncology*. 2003. V. 62, No. 1–2. P. 87.
23. Голубев С. В., Изотов И. В., Разин С. В. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2016. Т. 59, № 8–9. С. 760.
24. Golubev S., Skalyga V., Izotov I., Sidorov A. // *J. Instrumentation*. 2017. V. 12, No. 2. Art. no. T02003.
25. Brown I. G. *The physics and technology of ion sources*. New York, USA: John Wiley & Sons Inc., 1989. 396 p.
26. Kalvas T., Tarvainen O., Ropponen T., et al. // *Rev. Scientific Instruments*. 2010. V. 81, No. 2. Art. no. 02B703.
27. Skalyga V., Izotov I., Golubev S., et al. // *Rev. Scientific Instruments*. 2016. V. 87, No. 2. Art. no. 02A715.
28. Skalyga V. A., Izotov I. V., Mironov E. A., et al. // *AIP Conf. Proc.* 2016. V. 1771. Art. no. 070014.

Поступила в редакцию 4 июля 2017 г.; принята в печать 14 ноября 2017 г.

ON THE POSSIBILITY OF CREATING A POINT-LIKE NEUTRON SOURCE

*S. V. Golubev, V. A. Skalyga, I. V. Izotov, A. V. Sidorov, S. V. Razin, R. A. Shaposhnikov, R. L. Lapin,
A. F. Bokhanov, and M. Yu. Kazakov*

We consider the possibility of creating a compact high-power neutron generator with small emitting area (of the order of $100\mu\text{m}$) and a neutron yield of 10^{10}s^{-1} on the basis of a deuterium-deuterium

fusion reaction (or 10^{12} s^{-1} on the basis of a deuterium-tritium fusion reaction). The fusion takes place under bombardment of a deuterium- (or tritium-) saturated target by a high-current (about 100 mA) focused deuterium ion beam with ($\sim 100 \text{ keV}$) energy. The ion beam with total current at the level of hundreds of milliamperes and small emittance (less than $0.1 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$), which is crucial for sharp focusing, can be generated by a quasi-gas-dynamic ion source of a new generation created on the basis of a discharge in an open magnetic trap sustained by high-power electromagnetic radiation of the millimeter wavelength range under electron cyclotron resonance conditions. Simulations of the focusing system for the experimentally obtained ion beam are given, showing the possibility to form the deuterium ion beam with a transverse dimension of $200 \mu\text{m}$ on the neutron-forming target. Prospects for using such a neutron source for neutron tomography are discussed.