Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 11, с. 865 – 870

Измерение энергетического спектра короткоимпульсных источников нейтронов на основе фотоядерных реакций

С. А. Шуляпов[+], *Е. М. Стародубцева*[+1)], *И. Н. Цымбалов*[+*], *А. Ю. Заворотный*[+], *М. А. Бакулев*[+×], *А. С. Чепурнов*[+×], *А. А. Кузнецов*[+×], *А. Б. Савельев*[+∘]

[+] *Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*] *Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия*

[×] *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[∘] *Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 апреля 2025 г.
После переработки 29 апреля 2025 г.
Принята к публикации 30 апреля 2025 г.

Представлены результаты экспериментального исследования энергетического спектра нейтронов, генерируемых в фотоядерной реакции $\mathrm{Pb}(\gamma, n)$ с использованием короткоимпульсного лазерно-плазменного источника электронов (1 ТВт, 10 Гц). Электронный пучок, ускоренный в струе азота, направлялся на свинцовый конвертер, где генерировалось тормозное γ-излучение, инициирующее реакцию фоторасщепления. Для измерения спектра нейтронов впервые применен времяпролетный метод в режиме счета нейтронов с использованием сцинтилляционного детектора на основе кристалла стильбена. Полученный спектр демонстрирует экспоненциальное распределение с характерной “температурой” ~ 2 МэВ и максимальной энергией ~ 8 МэВ. Разработанный метод имеет большие перспективы для исследований сечений фотоядерных реакций вблизи порога с использованием компактных лазерных систем или проектируемых источников γ-излучения на основе обратного комптоновского эффекта.

DOI: 10.31857/S0370274X25060019, EDN: SJYXOM

1. Введение. Одной из наиболее важных и актуальных задач активно развивающейся в последнее время ядерной фотоники является исследование фотоядерных реакций вблизи и ниже порога гигантского дипольного резонанса [1, 2]. Традиционно для этого используются линейные ускорители электронов, обеспечивающие тормозное гамма-излучение в области 1–20 МэВ с широким спектром [3]. Существенного повышения энергетического разрешения можно добиться при использовании комптоновских источников гамма-излучения [4], одним из которых является источник, проектируемый в рамках программы Национального Центра Физики и Математики [2]. В частности, ядерные реакции фоторасщепления и захвата нейтронов представляют интерес для задач ядерной астрофизики (s-, r-, p-процессы) [5, 6]. Для их изучения успешно применяется лазерный комптоновский источник [6–8], обладающий интенсивным ($\sim 10^4$ квантов/с/эВ), перестраиваемым (~ 1–100 МэВ), квазимонохроматическим ($\sim 10^{-2}$) излучением [9]. Использование таких источников требует существенной модификации традиционных для ядерно-физических экспериментов подходов, в которых регистрируются редкие одиночные события, поскольку в этом случае много событий может возникать “одномоментно” (вследствие малости длительности гамма-импульса по сравнению с временным разрешением детекторов нейтронов, гамма-квантов и др.).

Стремительный прогресс лазерно-плазменных ускорителей [10–12] сделал возможным их применение для целей ядерной физики. Были созданы лазерные источники нейтронов с пиковым выходом до $\sim 10^{10}$ нейтронов/ср за импульс [13, 14], основанные как на низкопороговых ядерных реакциях синтеза [13–16], так и на реакциях фоторасщепления [17–21]. В частности, интерес представляет измерение сечений ядерных реакций фоторасщепления и захвата нейтронов с помощью тормозного [22] или нейтронного [23] излучения лазерно-плазменного источника.

Традиционно для решения задач формирования электронного пучка и проведения фотоядерных экспериментов используются лазерные системы с пико-

1) e-mail: starodubtceva.em19@physics.msu.ru

вой мощностью > 20 ТВт. Однако пучки электронов с энергией в ~ 10 МэВ, требуемые для эффективного возбуждения реакций фоторасщепления тяжелых элементов (Pb, W, Ta и др.), могут быть получены и на компактных лазерных системах с пиковой мощностью в единицы ТВт [24–26], в том числе работающих на кГц частоте следования [27]. Использование таких лазерных систем позволит в ближайшем будущем существенно увеличить поток нейтронов и улучшить статистику регистрируемых событий. При этом события здесь также "одномоментны", как и в случае комптоновских источников, что позволяет рассматривать фотоядерные эксперименты с лазерно-ускоренным пучком электронов, также и как перспективный метод для отладки и оптимизации ядерно-физических методик для комптоновских источников.

При решении практических или исследовательских задач важно знать энергетический спектр нейтронного источника. Для его измерения с высоким энергетическим разрешением может быть использован времяпролетный метод, основанный на разнице во времени пролета расстояния от источника до детектора нейтронов с разными кинетическими энергиями. При этом известно всего несколько работ [17, 18, 20], в которых приведен спектр нейтронов, генерируемых в реакциях фоторасщепления, измеренный с использованием лазерно-плазменного источника по времяпролетной методике в токовом режиме работы детектора. Вместе с тем для прямого измерения спектра времяпролетным методом детектор должен работать в режиме счета нейтронов, поскольку при измерениях в токовом режиме сложно скомпенсировать искажения, связанные с наложением регистрируемых импульсов и зависимостью чувствительности детектора от энергии нейтронов [28, 29]. В работе [30] была проведена регистрация нейтронов, индуцированных лазерным излучением, времяпролетной методикой в режиме счета нейтронов. Однако в ней исследуется спектр нейтронов, образующихся в термоядерных реакциях при взаимодействии длинных лазерных импульсов (~ 500 фс) с дейтериевой плазмой.

В настоящей работе впервые продемонстрировано, что энергетический спектр нейтронов, получаемых на основе фотоядерной реакции $\mathrm{Pb}(\gamma, n)$ с использованием пучка электронов от 1 ТВт лазерной системы при частоте следования 10 Гц и длительности импульса 50 фс, может быть зарегистрирован по времяпролетной методике в режиме счета нейтронов.

2. Экспериментальная установка и электронный пучок. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Исследования проводились с использованием Ti:Sapphire лазерной системы с пиковой мощностью 1 ТВт. Центральная длина волны излучения $\lambda = 805$ нм, частота следования импульсов 10 Гц, излучение имело p-поляризацию. При длительности импульса (FWHM) $\tau = 50 \pm \pm 5$ фс и энергии 70 мДж, интенсивность I излучения в фокусе достигала $\sim 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2 (нормированный вектор-потенциал $a_0 = 1.5$). Контраст по уровню ASE составлял $\sim 10^{-7}$ (на задержках от -50 до 175 пс).

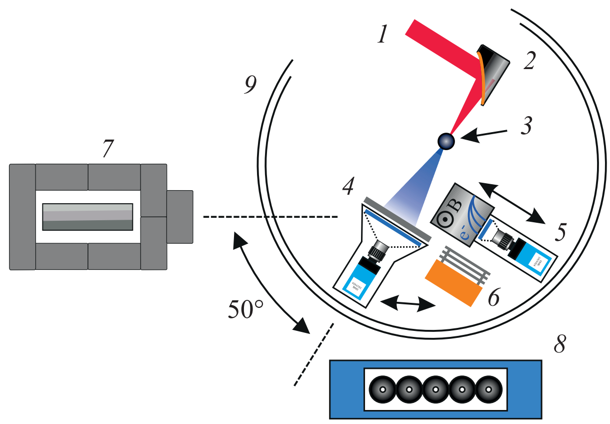

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. *1* – Излучение Ti:Sapphire; *2* – внеосевое параболическое зеркало; *3* – газовая струя; *4* – свинцовый фильтр и экран Lanex; *5* – магнитный спектрометр; *6* – ячейка Фарадея; *7* – времяпролетный детектор; *8* – массив ^{3}He-счетчиков; *9* – вакуумная камера

В качестве мишени использовалась струя азота (диаметр сопла 400 мкм, давление 3-4 бара). Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 150 мм (апертура f/10 для входного диаметра лазерного пучка 15 мм) в область, возвышающуюся над срезом сопла на 0.3–0.5 мм. Эксперименты проводились в вакуумной камере при остаточном давлении газа $\sim 10^{-1}$ Торр.

Пучок электронов, генерируемый в ходе лазерно-плазменного взаимодействия, направлялся на экран Lanex для контроля его пространственного распределения, расположенный на расстоянии 20 см от газовой струи. Перед экраном располагалась свинцовая пластина толщиной 2 мм, с одной стороны выполняющая роль фильтра, отсекающего электроны с низкими энергиями, а с другой – мишени-конвертера для генерации тормозного гамма-излучения, которое в этой же пластине инициировало ядерные реакции фоторасщепления свинца $\mathrm{Pb}(\gamma, n)$ с выходом нейтронов (порог реакции ~ 7 МэВ). Спектр электронного пучка, измеренный с помощью магнитного электронного спектрометра, приведен на рис. 2. Расходимость пучка составляла $\sim 1°$. Заряд пучка измерялся с помощью чаши Фарадея и составлял ~ 10 пКл.

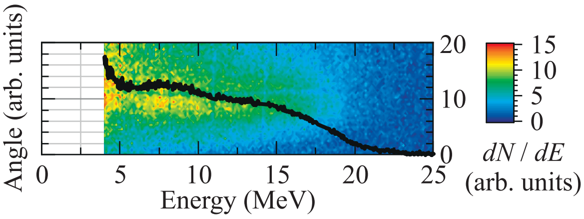

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр пучка электронов

Нами использовались два подхода для регистрации нейтронов. Для контроля выхода ядерной реакции нейтроны замедлялись и регистрировались вблизи камеры взаимодействия, тогда как для измерения их энергетического спектра использовался времяпролетный метод, имеющий меньшую чувствительность.

Медленные нейтроны регистрировались массивом из десяти ^{3}He-счетчиков СНМ-18-1. Пластиковый замедлитель, обеспечивающий термализацию нейтронов, располагался сверху и снизу от детекторов. Для снижения фона гамма-излучения, счетчики помещались в короб из свинца с толщиной стенок 5 мм. Вся сборка располагалась под камерой взаимодействия, на расстоянии 50 см от источника нейтронов. Однако замедленные нейтроны регистрировались детекторами спустя 50–1000 мкс после лазерного импульса. Эффективность регистрации нейтронов сборкой измерялась с помощью калиброванного источника ^{252}Cf и составляла 0.14 %.

Быстрые нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором СГНС-25-25 на основе кристалла транс-стильбена диаметром 25 мм и длиной 25 мм и фотоэлектронного умножителя R6094. Детектор располагался на расстоянии 2.8 м от источника нейтронов и был помещен в клетку Фарадея и свинцовый "домик" с толщиной стенок 5 см для экранирования от электромагнитных помех, создающих первичный шумовой импульс, насыщающий схему регистрации. На пути от источника нейтронов до детектора располагались стальная стенка вакуумной камеры толщиной 8 мм и фронтальная стенка свинцового "домика" толщиной 10 см.

Для оцифровки электрических сигналов с детекторов использовался цифровой осциллограф ЛА-н1USB фирмы "Руднев–Шиляев" с частотой дискретизации 0.5 ГГц и разрешением 8 бит, запускаемый по синхроимпульсу от лазерной системы.

3. Методика обработки и нейтронный спектр. На рисунке 3 приведены типичные осциллограммы с времяпролетного детектора и ^{3}He-счетчиков. Исходя из эффективности регистрации ^{3}He-счетчиков, выход нейтронов можно оценить $\sim 4 \cdot 10^4$ нейтронов/выстрел или $\sim 6 \cdot 10^6$ нейтронов/Дж [31].

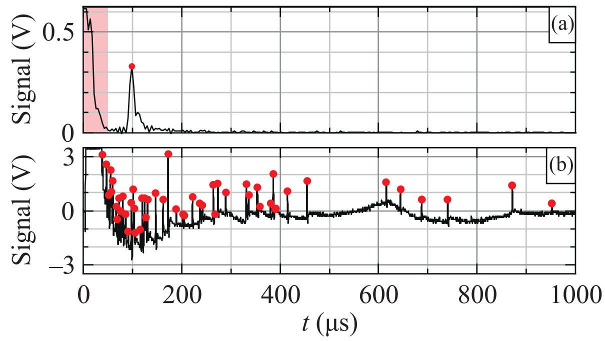

Рис. 3. (Цветной онлайн) Осциллограммы с времяпролетного детектора (a) и ^{3}He-счетчиков (b)

Программа для обработки времяпролетных сигналов была написана в среде NI LabView. С помощью пикового детектора определялись задержки пиков в сигнале, относительно пика, соответствующего лазерному импульсу, выше определенного порога по амплитуде. На их основе строились времяпролетные гистограммы (ToF, шаг гистограммы 10 нс). С целью минимизации влияния шумовых импульсов для дальнейшей обработки выбиралась ToF гистограмма с наименьшим порогом по амплитуде, при котором их форма переставала изменяться. Так, форма ToF гистограммы на рис. 4a перестает изменяться при пороге более 150 мВ, лишь незначительно уменьшается количество регистрируемых нейтронов. Наибольшие помехи наблюдаются в области задержек < 200 нс (энергии > 640 кэВ) и связаны с электромагнитными наводками в момент прихода лазерного импульса. Пики не регистрировались при задержках < 55 нс (>8.4 МэВ), на рис. 3a и 4 эта область выделена розовым.

Пересчет ToF гистограмм в энергетические спектры осуществлялся на основе соотношений:

$$\frac{N_n(E_n)}{\Delta E_n} dE_n = \frac{N_n(t)}{\Delta t} dt; \; E_n = (\gamma_n - 1) m_n c^2;$$
$$\gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1 - (v_n/c)^2}}; \; v_n = \frac{L}{t + t_\gamma}; \; t_\gamma = \frac{L}{c},$$

где $N_n(E_n)$ и $N_n(t)$ – число нейтронов в интервалах кинетических энергий $(E_n - \Delta E_n/2, E_n + \Delta E_n/2)$ и задержек $(t - \Delta t/2, t + \Delta t/2)$ соответственно, m_n, γ_n, v_n – масса, гамма-фактор и скорость нейтрона соответственно, t_γ – время пролета расстояния L от плазмы до детектора гамма-квантами, генерируемыми в момент прихода лазерного импульса на мишень.

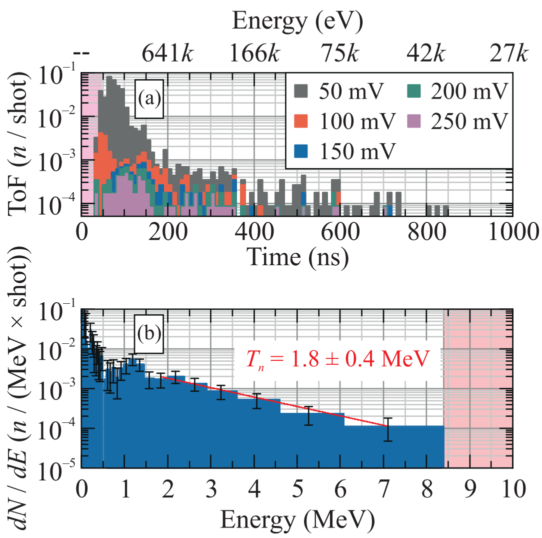

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Времяпролетные гистограммы (ToF) при различных пороговых уровнях регистрации импульсов в сигнале; (b) – энергетический спектр нейтронов, соответствующий уровню 150 мВ

Якобиан перехода от ToF гистограмм к энергетическим спектрам имеет вид:

$$\frac{dt}{dE_n} = \frac{L/c}{m_n c^2} \cdot \left(\frac{ct}{L}\right)^{3/2} \left(\frac{ct}{L} + 2\right)^{3/2}.$$

На рисунке 4b приведен энергетический спектр зарегистрированных нейтронов, соответствующий уровню 150 мВ. Нейтроны имеют экспоненциальное распределение по энергии с "температурой" ~ 2 МэВ и максимальной энергией ~ 8 МэВ.

4. Обсуждение результатов. При интерпретации полученного спектра нейтронов необходимо учитывать ряд факторов, связанных с особенностями времяпролетной методики. Во-первых, возможно рассеяние нейтронов на элементах установки, молекулах воздуха и т.д. Это приводит к увеличению эффективного времени пролета нейтроном расстояния от мишени-конвертера до детектора и, как следствие, занижению энергии регистрируемого нейтрона (поскольку единственным измеряемым параметром является время пролета). Нами был проведен, на основе измеренного спектра лазерно-ускоренных электронов, расчет изменения спектра нейтронов на детекторе по сравнению с таковым на конвертере с использованием программного пакета GEANT 4.0. Расчет учитывал реальную геометрию эксперимента и показал небольшое снижение в 4 % по "температуре" в спектре, полученном в области детектора.

Для регистрации быстрых нейтронов, имеющих малые задержки регистрации, необходимо более эффективное подавление как потока гамма-квантов, достигающих детектора, так и электромагнитных наводок на его электронику. Этот факт отражает заштрихованная область на рис. 4b при энергиях нейтронов свыше 8.5 МэВ. При этом и в области меньших энергий возможны "ложные" события, связанные с попаданием в детектор гамма- квантов. В принципе, информацию об энергии нейтрона в случае стильбенового детектора несет также амплитуда сигнала одиночного события. При этом по временной форме сигнала можно проводить селекцию между гамма-квантами и нейтронами. В целом, это требует значительно более сложных, но вполне реализуемых алгоритмов обработки данных.

Приведенный в статье эксперимент носит демонстрационный характер, направленный на разработку метода регистрации энергетического спектра нейтронов на лазерно-плазменных источниках. Полученные в эксперименте спектры нейтронов имеют относительное невысокое энергетическое разрешение, которое, однако, может быть существенно улучшено (простым увеличением времяпролетной базы детектора) при исследовании с использованием источников гамма-излучения с большей спектральной яркостью. На установках ПВт мощности выход нейтронов будет на 3–4 порядка больше, что позволит увеличить времяпролетную базу на 1–2 порядка и, следовательно, повысить разрешение до долей %. Так же, для существенного улучшения разрешения энергетического спектра возможен переход на лазерные системы с высокой (кГц) частотой следования импульсов: это позволит набирать статистику в 100 раз быстрее. Более того, в качестве яркого источника гамма-излучения может выступать источник, основанный на эффекте обратного комптоновского рассеяния.

В заключение следует отметить, что продемонстрированный нами времяпролетный подход к измерению энергетических спектров нейтронов короткоимпульсных источников нейтронов в режиме счета одиночных событий имеет еще одну интересную перспективу. При энергии гамма-квантов вблизи порога фотоядерной реакции (т.е. при условии, что после вылета нейтрона ядро оказывается в основном состоянии, а процессы с вылетом двух и более нейтронов невозможны) энергия нейтрона линейно зависит от энергии гамма-кванта. Это означает, что при известном спектре гамма-излучения измерение спектра нейтронов напрямую дает информацию о сечении фотоядерной реакции в этой области энергий. При этом энергетическое разрешение, с которым возможно получение информации о сечении процесса, зависит только от энергетических разрешений по гаммаспектру и по спектру нейтронов. В случае гамма-источника на основе пучка электронов спектр гамма-излучения – экспоненциальный с известным наклоном, а в случае комптоновского источника – определяется геометрией эксперимента и свойствами электронного и лазерного пучков. При этом разрешение по спектру нейтронов можно сделать достаточно высоким простым увеличением времяпролетной базы. Таким образом, появляется уникальная возможность измерения сечения процесса вблизи порога с высоким энергетическим разрешением без необходимости обужения спектра гамма-источника.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 22-79-10087). Е. М. Стародубцева выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики "БАЗИС" за финансовую поддержку. Экспериментальные исследования частично выполнены на оборудовании, закупленном при поддержке национального проекта "Наука и университеты".

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. В. Г. Недорезов, С. Г. Рыкованов, А. Б. Савельев, Успехи физических наук **19**(12), 1281 (2021).
2. Л. В. Григоренко, Н. В. Антоненко, И. А. Артюков и др., ФИЗМАТ **1**(3–4), 123 (2023).
3. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, *Гигантский дипольный резонанс атомных ядер*, НИИЯФ МГУ, М. (2008).
4. A. H. Gaoa, W. Tornowa, Y. K. Wua, M. Gaid, and R. Miskimene, Progress in Particle and Nuclear Physics **62**, 257303 (2009).
5. V. S. Belyaev, B. V. Zagreev, A. Yu. Kedrov, A. V. Lobanov, A. P. Matafonov, V. V. Bolshakov, A. B. Savel'ev, I. M. Mordvintsev, I. N. Tsymbalov, S. A. Shulyapov, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, E. D. Filippov, A. Ya. Faenov, and V. P. Krainov, Physics of Atomic Nuclei **79**, 648 (2016).
6. A. Zilges, D. L. Balabanski, J. Isaak, and N. Pietralla, Progress in Particle and Nuclear Physics **122**, 103903 (2022).
7. K. Y. Hara, H. Harada, F. Kitatani, S. Goko, S. Y. Hohara, T. Kaihori, A. Makinaga, H. Utsunomiya, H. Toyokawa, and K. Yamada, Journal of Nuclear Science and Technology **44**(7), 938 (2007).
8. T. Shizuma, H. Utsunomiya, P. Mohr, T. Hayakawa, S. Goko, A. Makinaga, H. Akimune, T. Yamagata, M. Ohta, H. Ohgaki, and Y. W. Lui, Physical Review C – Nuclear Physics **72**(2), 025808 (2005).
9. R. Hajima, Physics Procedia **84**, 35 (2016).
10. A. J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels, C. Benedetti, C. Pieronek, T. C. H. De Raadt, S. Steinke, J. H. Bin, S. S. Bulanov, J. van Tilborg, and C. G. R. Geddes, Phys. Rev. Lett. **122**(8), 084801 (2019).
11. C. Aniculaesei, T. Ha, S. Yoffe, L. Labun, S. Milton, E. McCary M. M. Spinks, H. J. Quevedo, O. Z. Labun, R. Sain, and A. Hannasch, Matter and Radiation at Extremes **9**(1), 014001 (2024).
12. A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, Rev. Mod. Phys. **85**(2), 751 (2013).
13. A. Yogo, Z. Lan, Y. Arikawa, Y. Abe, S. R. Mirfayzi, T. Wei, T. Mori, D. Golovin, T. Hayakawa N. Iwata, and S. Fujioka, Phys. Rev. X **13**(1), 011011 (2023).
14. A. Kleinschmidt, V. Bagnoud, O. Deppert, A. Favalli, S. Frydrych, J. Hornung, D. Jahn, G. Schaumann, A. Tebartz, F. Wagner, and G. Wurden, Phys. Plasmas **25**(5), 053101 (2018).
15. M. Zimmer, S. Scheuren, A. Kleinschmidt, N. Mitura, A. Tebartz, G. Schaumann, T. Abel, T. Ebert, M. Hesse, Ş. Zähter, and S. C. Vogel, Nat. Commun. **13**(1), 1173 (2022).
16. A. Alejo, A. G. Krygier, H. Ahmed, J. T. Morrison, R. J. Clarke, J. Fuchs, A. Green, J. S. Green, D. Jung, A. Kleinschmidt, and Z. Najmudin, Plasma Phys. Control. Fusion **59**(6), 064004 (2017).
17. I. Pomerantz, E. Mccary, A. R. Meadows, A. Arefiev, A. C. Bernstein, C. Chester, J. Cortez, M. E. Donovan, G. Dyer, E. W. Gaul, and D. Hamilton, Phys. Rev. Lett. **113**(18), 184801 (2014).
18. M. M. Günther, O. N. Rosmej, P. Tavana, M. Gyrdymov, A. Skobliakov, A. Kantsyrev, S. Zähter, N. G. Borisenko, A. Pukhov, and N. E. Andreev, Nat. Commun. **13**(1), 70 (2022).
19. J. Feng, C. Fu, Y. Li, X. Zhang, J. Wang, D. Li, C. Zhu, J. Tan, M. Mirzaie, Z. Zhang, and L. Chen, High Energy Density Physics **36**, 100753 (2020).
20. Y. Li, J. Feng, W. Wang, J. Tan, X. Ge, F. Liu, W. Yan, G. Zhang, C. Fu, and L. Chen, High Power Laser Science and Engineering **10**, e33 (2022).
21. Y. Arikawa, A. Morace, Y. Abe, N. Iwata, Y. Sentoku, A. Yogo, K. Matsuo, M. Nakai H. Nagatomo, K. Mima, and H. Nishimura, Physical Review Research **5**(1), 1013062 (2023).
22. I. N. Tsymbalov, R. V. Volkov, N. V. Eremin, K. A. Ivanov, V. G. Nedorezov, A. A. Paskhalov, A. L. Polonskij, A. B. Savel'ev, N. M. Sobolevskij, A. A. Turinge, and A. Shulyapov, Physics of Atomic Nuclei **30**, 397 (2017).
23. T. Mori, A. Yogo, T. Hayakawa, S. R. Mirfayzi, Z. Lan, Y. Abe, Y. Arikawa, D. Golovin, T. Wei, Y. Honoki, M. Nakai, K. Mima, H. Nishimura, S. Fujioka, and R. Kodama, Phys. Rev. C **104**(1), 015808 (2021).
24. A. J. Goers, G. A. Hine, L. Feder, B. Miao, F. Salehi, J. K. Wahlstrand, and H. M. Milchberg, Phys. Rev. Lett. **115**(19), 194802 (2015).
25. I. Tsymbalov, D. Gorlova, S. Shulyapov, V. Prokudin, A. Zavorotny, K. Ivanov, R. Volkov, V. Bychenkov,

V. Nedorezov, A. Paskhalov, N. Eremin, and A. Savel'ev, Plasma Phys. Control. Fusion **61**(7), 075016 (2019).

26. I. Tsymbalov, D. Gorlova, K. Ivanov, E. Starodubtseva, R. Volkov, I. Tsygvintsev, Yu. Kochetkov, Ph. Korneev, A. Polonski, and A. Savel'ev, Phys. Rev. Lett. **134**(2), 025101 (2025).
27. F. Salehi, M. Le, L. Railing, M. Kolesik, and H. M. Milchberg, Phys. Rev. X **11**(2), 021055 (2021).
28. S. Meigo, F. Maekawa, H. Nakashima, and T. Ino, Journal of Nuclear Science and Technology **37**(sup1), 789 (2000).
29. S. R. Mirfayzi, S. Kar, H. Ahmed et al. (Collaboration), Rev. Sci. Instrum. **86**(7), 073308 (2015).
30. N. Izumi, Y. Sentoku, H. Habara, K. Takahashi, F. Ohtani, T. Sonomoto, R. Kodama, T. Norimatsu, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Kitagawa, K. Mima, K. A. Tanaka, and T. Yamanaka, Phys. Rev. E **65**(3), 036413 (2002).
31. Д. А. Горлова, А. Ю. Заворотный, И. Н. Цымбалов, К. А. Иванов, С. А. Шуляпов, Р. В. Волков, А. Б. Савельев, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **8**, 22 (2023).