



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-315

Д15-99-315

ИНВЕРСНЫЙ Z-ПИНЧ
В ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Направлено в «Nuclear Instruments and Methods A»

1999

Введение

В.М.Быстрицкий, В.М.Гребенюк, С.С.Паржицкий, Ф.М.Пеньков, В.А.Столупин
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Г.А.Месяц
Институт электрофизики, Екатеринбург, Россия

Е.Н.Волков, В.И.Махрин, Н.А.Ратахин, В.А.Синебрюхов
Институт сильноточной электроники, Томск, Россия

Вит.М.Быстрицкий
Калифорнийский университет, Ирвайн, США

М.Филипович, Я.Возняк
Факультет физики и ядерной техники, Краков, Польша

Е.Гула
Институт ядерной физики, Краков, Польша

Г.Н.Дудкин, Б.А.Нечаев, В.Н.Падалко
Научно-исследовательский институт ядерной физики при ТПУ, Томск, Россия

Идея использования плотных Z-пучечей для исследования реакций между легкими ядрами (pd , dd , dHe) [1–2] в области ультранизких энергий (\sim кэВ) была продиктована следующими обстоятельствами:

- 1) актуальностью изучаемой проблемы (имеется возможность проверки фундаментальных симметрий в сильных взаимодействиях, таких как зарядовая симметрия, изотопическая инвариантность [3–4]);
- 2) необходимостью разрешения ряда проблем, существующих в астрофизике [2];
- 3) отсутствием возможности применения классических ускорителей для изучения указанных выше процессов ввиду крайне малых сечений исследуемых реакций в области ультранизких энергий ($10^{-43} \div 10^{-32}$ см²) и достаточно низкой интенсивности пучков ускоренных частиц (p , d , He ,...).

В 1995 г. на сильноточных ускорителях ИСЭ СО РАН были начаты исследования [5–11] dd -реакции:



с использованием высокоинтенсивного пучка дейтронов, генерируемого в течение имплозии лайнерной плазмы (формирование прямого Z-пучка). Следует отметить, что интенсивность таких пучков достигает $\sim 10^{20}$ частиц/импульс [12–13].

При проведении исследований [5–11] возникли проблемы, связанные с возможностью появления разного типа неустойчивостей лайнера в процессе его имплозии. Из-за развития, например, магнитогидродинамической неустойчивости возможно появление высокоэнергетической компоненты (20 – 300 кэВ) на уровне $10^{-10} - 10^{-12}$ от полного числа ускоряемых дейтронов, что, в свою очередь, приводит к более интенсивному протеканию реакции (1)¹. Так как в схеме прямого Z-пучка процессы электродинамического ускорения дейтериевой плазмы и взаимодействия ее с мишенью слабо разделены по времени, весьма проблематичной становится дискриминация событий, зарегистрированных нейтронными детекторами, по их типу: то ли образование нейтронов реакции (1) произошло в результате развития неустойчивостей лайнера в течение его электродинамического разгона, то ли при взаимодействии лайнера с мишенью.

В качестве лайнера в исследованиях [5–11] использовалась сверхзвуковая полая струя дейтерия, формируемая соплом Лавала вдоль его оси, а в качестве мишени – сверхзвуковая полая струя дейтерия (диаметр которой меньше диаметра лайнера) либо стержень из CD_2 , расположенный вдоль лайнера.

В результате проведенных исследований были получены верхние граничные оценки сечений dd -реакции в диапазоне энергий столкновения дейтронов $0,1 \div 2,3$ кэВ [6–11].

¹ В принципе, "подавление" появления неустойчивостей было достигнуто нами путем ограничения степени конечного сжатия лайнера $k = r_i/r_f \leq 5$, где k – степень сжатия, r_i , r_f – начальный и конечный радиусы лайнера [6–11].

Найденные верхние оценки сечений реакции (1) в указанном диапазоне энергий столкновения дейтронов получены впервые, и, несомненно, представляет большой интерес проведение аналогичных исследований при энергиях столкновения дейтронов 3÷5 кэВ.

Данные исследования позволят впервые измерить сечения dd -реакции в указанном диапазоне энергий столкновения дейтронов и произвести корректное сравнение их как с результатами вычислений соответствующих значений данной величины, так и с результатами экстраполяции экспериментальных значений сечения из высокоэнергетической области в изучаемую.

В работе [10] для реализации программы исследования ядерных реакций в области ультранизких энергий нами, в качестве альтернативы, была высказана гипотеза о возможном использовании инверсного Z -пинча².

Хотя идея ускорения плазмы с использованием инверсного Z -пинча не нова, тем не менее в литературе отсутствуют какие-либо экспериментальные данные, касающиеся исследования данного процесса.

В связи с этим целью настоящей работы являлось измерение характеристик процесса формирования инверсного Z -пинча и исследование возможности его применения для изучения ядерных реакций в области ультранизких энергий.

Проведение эксперимента

Эксперименты проводились в ИСЭ СО РАН с использованием сильноточного ускорителя СГМ ($I = 850$ кА - ток лайнера, $\tau = 80$ нс - длительность высоковольтного импульса) [16].

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки, состоящей из сильноточного генератора, узла нагрузки, регистрирующей и диагностической аппаратуры.

Экспериментальная программа включала в себя:

- 1) исследование динамики движения токового скинслоя с помощью набора магнитных зондов, расположенных на различных расстояниях от оси лайнера;
- 2) выбор оптимальной массы лайнера путем изменения давления газа в форкамере электромагнитного клапана и временной задержки в цепи запуска генератора тока;
- 3) регистрацию тормозного излучения и нейтронов из реакции (1) с помощью сцинтилляционных счетчиков и детекторов тепловых нейтронов.

Выполнение пункта 3 было продиктовано необходимостью выбора оптимальных условий для проведения экспериментов по измерению сечений dd -реакции³.

²Принцип формирования инверсного Z -пинча можно найти в работах [14-15].

³Выбор основан на анализе соотношения интенсивностей пиков, соответствующих тормозному и нейтронному излучению, обусловленному как появлением возможных нестабильностей в процессе ускорения лайнера, так и взаимодействием его с мишенью.

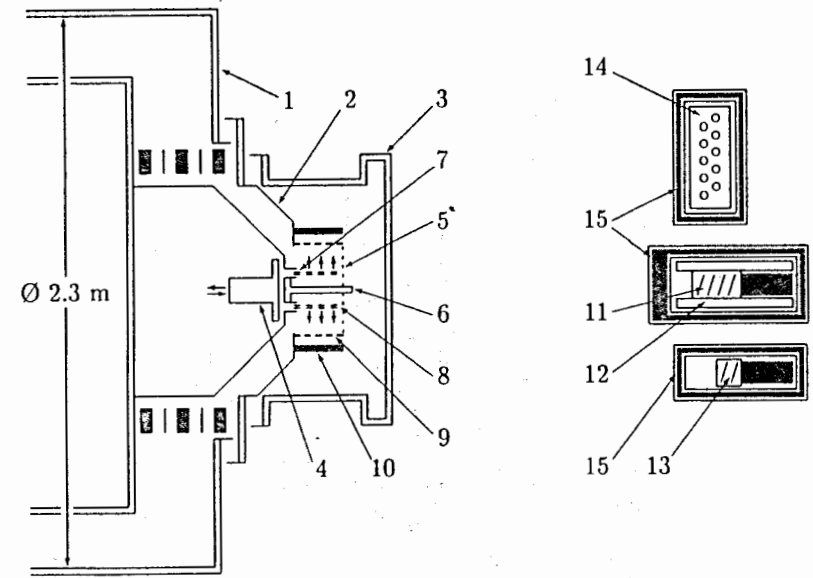


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 - сильноточный генератор; 2 - нагрузочный модуль ускорителя; 3 - диагностическая камера; 4 - быстродействующий электромагнитный клапан; 5 - сетчатый катод; 6 - обратный токопровод; 7 - сверхзвуковое сопло Лавала; 8 - лайнер; 9 - токоперехватывающий стержень; 10 - мишень; 11 - сцинтилляционный детектор (D1); 12 - плексигласовый цилиндр; 13 - сцинтилляционный детектор (D2); 14 - детектор тепловых нейтронов (D3); 15 - защита из Рв

А. Метод формирования инверсного Z -пинча

Для формирования потока ускоренной плазмы выбрана схема инверсного Z -пинча. В этой схеме плазма электродинамически ускоряется радиально от оси. Данный способ ускорения лайнера имеет ряд преимуществ по сравнению с методом формирования прямого пинча (плазма ускоряется радиально к оси) и, в свою очередь, позволяет

- 1) уменьшить плотность лайнерной плазмы на поверхности мишени;
- 2) дискриминировать по времени процессы электродинамического ускорения плазмы и взаимодействия ее с мишенью.

Б. Узел нагрузки

На рис. 2 приведен эскизный чертеж узла нагрузки, предназначенного для формирования потока ускоренной плазмы в схеме инверсного Z -пинча.

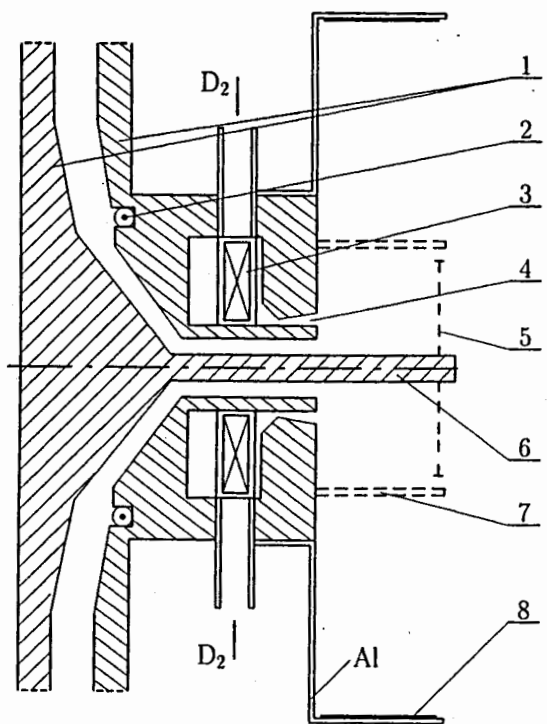


Рис. 2. Схема узла нагрузки для формирования инверсного Z-пинча:

1 - электроды вакуумной магнитоизолированной линии; 2 - пояс Роговского; 3 - быстродействующий электромагнитный клапан; 4 - сверхзвуковое сопло Лавала; 5 - сетчатый катод; 6 - обратный токопровод; 7 - токоперехватывающие стержни; 8 - мишень (CD_2)

Формирование лайнера осуществляется с помощью электромагнитного клапана и сверхзвукового сопла Лавала (число Маха $M \approx 4$) со средним радиусом кольцевого сечения 15 мм. Сопло располагается на заземленном электроде (аноде) модуля нагрузки. Противоположный электрод (катод) выполнен в виде радиально расходящихся питей толщиной 120 мкм. В качестве обратного токопровода используется латунный стержень, расположенный вдоль оси узла нагрузки. Масса лайнера определяется количеством газа, прошедшего через критическое сечение сопла, и варьируется изменением давления газа в форкамере электромагнитного клапана и временной задержкой между моментом открытия клапана и моментом запуска сильноточного генератора.

На пути радиально разлетающейся плазменной оболочки установлена токоперехватывающая структура, выполненная в виде "белчьего колеса" из стержней диаметром 1 мм, расположенных на радиусе 45 мм. Радиус установки токоперехва-

тывающих стержней (ТС) ограничивает базу разгона лайнера l и, как следствие, скорость v , до которой может быть разогнан лайнер ($v \approx l/\tau$, τ - длительность импульса тока генератора).

Измерение тока генератора производится поясом Роговского (рис. 2).

Динамика движения токового слоя исследовалась с помощью трех магнитных зондов. Координаты расположения которых (r, z) изменялись от выстрела к выстрелу. Появление сигнала с определенного магнитного зонда отвечает приходу токового слоя в точку с соответствующими координатами.

"Радиальность" движения лайнера тестировалось с помощью двух магнитных зондов, расположенных на одном и том же радиусе у противоположных электродов. Радиус установки зондов изменялся от выстрела к выстрелу.

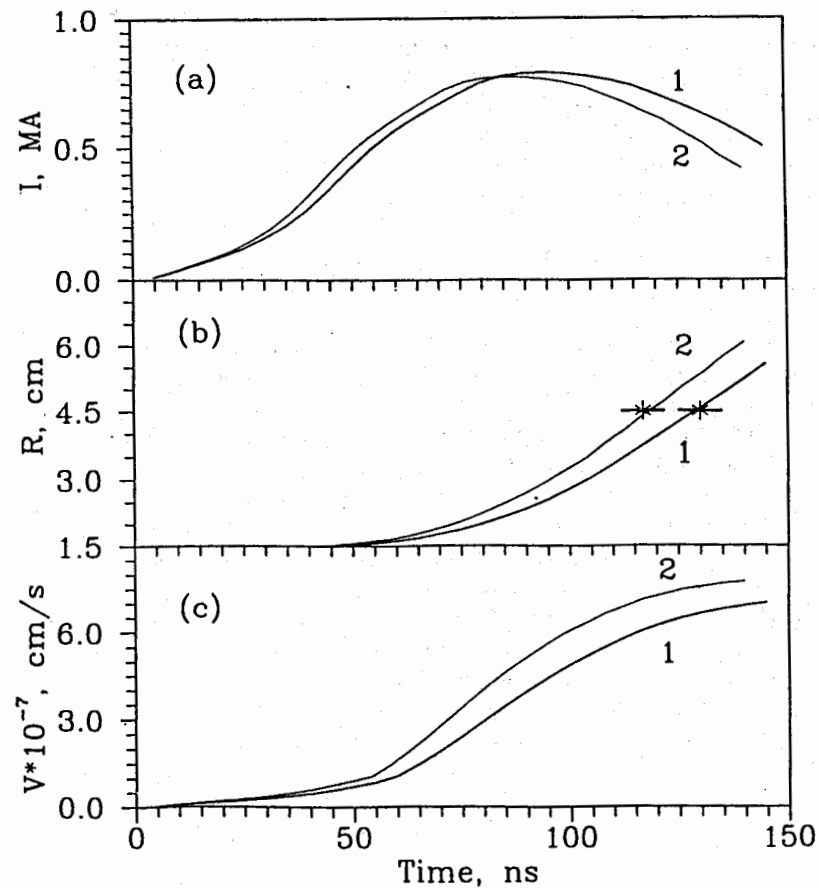


Рис. 3. Оциллограммы тока и расчетные диаграммы движения лайнера: 1 - выстрел №6, 2 - выстрел №8 (см. таблицу 1);

✱ — показания магнитного зонда

Экспериментально была подобрана такая геометрия сопла, при которой разновременность прихода токового слоя к зондам у противоположных электродов находилась в пределах точности измерений (± 5 нс).

Динамика движения лайнера моделировалась с помощью нульмерной модели. В этой модели реальная газовая оболочка заменяется бесконечно тонкой цилиндрической оболочкой газа с постоянной плотностью⁴, движение которой описывается уравнением

$$d(m\dot{r})/dt = I^2(t)/100r,$$

где m – масса лайнера, приходящаяся на единицу его длины (погонная масса), г/см; I – ток через лайнер, А; r – радиус токового слоя, см.

Определение массы и скорости лайнера основано на измерении зависимостей $I(t)$ и $r(t)$. Масса лайнера и скорость его на радиусе установки токоперехватывающих стержней принимаются равными таким значениям, для которых расчетные времена прихода лайнера в точки установки магнитных зондов совпадают в пределах ошибок измерения с их реальными показаниями⁵.

На рис. 3 *a, b, c* в качестве примера приведены осциллограммы тока и расчетные диаграммы движения лайнера, соответствующие выстрелам №6 и №8 (см. табл. 1). Сравнение показаний магнитных зондов с результатами расчета динамики движения лайнера свидетельствуют о том, что линейные массы лайнера в выстрелах №6 и №8 составляют 2,6 и 2,1 мкг/см соответственно. На рис. 3 *b, c* приведены показания магнитных зондов, установленных на радиусе токоперехватывающих стержней.

В. Детекторы нейтронов

Регистрация нейтронов из реакции (1) осуществлялась двумя сцинтилляционными детекторами D1 и D2 на основе пластика (\emptyset 10 см, $l = 20$ см; \emptyset 5,3 см, $l = 5,0$ см) и детекторами тепловых нейтронов D3 (сборка из 10 пропорциональных счетчиков, заполненных BF₃ и помещенных в парафиновый замедлитель). Сцинтилляционные детекторы D1 и D2 располагались от лайнера на расстоянии 155 и 167 см соответственно, а детектор тепловых нейтронов на расстоянии 177 см.

Для подавления загрузки детекторов D1 – D3 мощным рентгеновским излучением они окружались защитой из плексигласа и свинца либо только из свинца (см. рис. 1). Толщина слоя Pb составила 5–10 см.

Эффективность регистрации нейтронов детекторами D1 – D3 измерялась с помощью стандартного источника ²⁵²Cf, а также определялась расчетным путем методом Монте-Карло. При энергетическом пороге сцинтилляционных детекторов D1 и D2 равном 0,2 МэВээ (в единицах эквивалентной по световыходу энергии электронов) значения эффективности регистрации составили $(2,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$ и

$(4,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-6}$ соответственно. Что касается детектора тепловых нейтронов, то его эффективность составляла $(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$.

Наблюдение временной картины загрузки сцинтилляционных детекторов D1 и D2, обусловленное срабатыванием ускорителя ("выстрелом"), осуществлялось путем подачи сигналов с анодов фотоумножителей детекторов D1 и D2 на входы двухлучевого осциллографа Tektronix TDS 220E, запуск которого осуществлялся по переднему фронту импульса тока высоковольтного генератора (сигнал "Триггер").

Спектрометрический канал детектора тепловых нейтронов D3 включал в себя зарядово-чувствительный предусилитель, усилитель и параллельный амплитудно-цифровой преобразователь с шагом квантования 1,6 мкс и объемом памяти 1024 канала. Информация с АЦП через буферный накопитель поступала в персональный компьютер. Запуск АЦП также осуществлялся импульсом тока высоковольтного генератора. Точность определения моментов появления сигналов с выходов нейтронных детекторов относительно сигнала "Триггер" составляла ± 2 нс.

Результаты измерений

После разрешения ряда технических задач, связанных с выбором оптимальных условий "разгона" лайнера, нами была проведена серия "выстрелов" (10 выстрелов), в каждом из которых (на основании данных, полученных с помощью магнитных зондов) определялись такие параметры лайнера, как погонная масса m_L , скорость лайнера v_L на радиусе токоперехватывающих стержней (скорость лайнера по окончании процесса его ускорения), время ускорения τ_{acc} (время между сигналом "Триггер" и моментом появления сигнала с магнитного зонда, установленного на радиусе ТС), протекающий через лайнер ток I_L .

Информация об интегральном потоке нейтронов из реакции (1) в каждом выстреле извлекалась из анализа данных, полученных с помощью детектора тепловых нейтронов D3.

В данной серии выстрелов в качестве мишени использовался слой из дейтерированного полиэтилена (CD₂) толщиной 0,2 мм, нанесенный на внутреннюю поверхность полого цилиндра диаметром 280 мм и длиной 40 мм. В фоновых выстрелах в качестве мишени использовался идентичный полый цилиндр из Al, но без слоя CD₂.

В таблице 1 приведены основные характеристики произведенных выстрелов.

На рис. 4 изображены осциллограммы сигналов со сцинтилляционного нейтронного детектора D1, полученные в выстрелах 6 и 8, динамика которых отражена на рис. 3.

Первый импульс обусловлен регистрацией тормозного излучения, природа которого может быть связана либо с начальным пробоем промежутка анод-катод нагруженного модуля ускорителя (ускорение электронов дейтериевой плазмы до энергии, соответствующей амплитуде высоковольтного импульса с последующим их взаимодействием с веществом анода и стенок измерительной камеры), либо с процессом

⁴Оболочка вначале "сгребается" в бесконечно тонкий слой, а затем ускоряется магнитным полем тока генератора.

⁵Используется χ^2 -анализ при сравнении расчетных и экспериментальных данных.

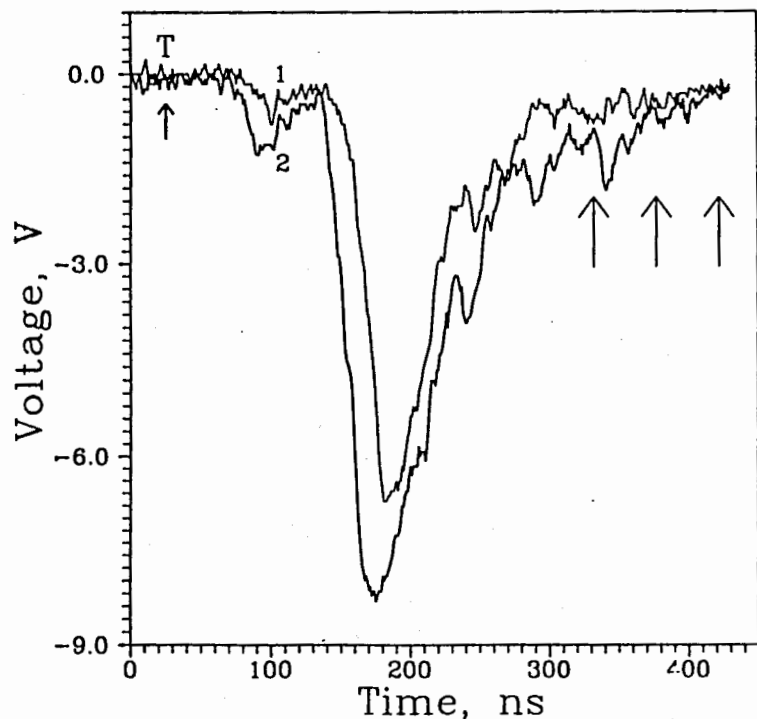


Рис. 4. Осциллограммы сигналов со сцинтилляционного детектора нейтронов D1: 1 - выстрел №6 (лайнер - дейтериевая струя; мишень - Al); 2 - выстрел №8 (лайнер - дейтериевая струя; мишень - CD₂);

T — сигнал "Триггер"

Таблица 1. Экспериментальные условия

| Выстрел | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|------------------------------|----------------|-----------------|----------------|-----------------|----------------|----------------|-----------------|-----------------|----------------|-----------------|
| Лайнер | D ₂ | D ₂ | D ₂ | D ₂ | D ₂ | D ₂ | D ₂ | D ₂ | D ₂ | ⁴ He |
| Мишень | нет | CD ₂ | Al | CD ₂ | Al | Al | CD ₂ | CD ₂ | Al | CD ₂ |
| I_L , MA | 0,64 | 0,85 | 0,85 | 0,85 | 0,84 | 0,78 | 0,81 | 0,78 | 0,68 | 0,73 |
| v_L , 10 ⁷ см/с | 2,8 | 3,6 | 5,5 | 4,6 | 4,3 | 6,6 | 7,2 | 7,2 | 5,5 | - |
| m_L , мкг/см | 6,5 | 7,5 | 3,8 | 5,0 | 5,3 | 2,6 | 2,3 | 2,1 | 2,6 | - |
| l_L , см | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | - |
| N_d , 10 ¹⁸ | 4,0 | 4,5 | 2,3 | 3,0 | 3,2 | 1,5 | 1,4 | 1,3 | 1,5 | - |
| d_t , мм | - | 0,2 | - | 0,2 | - | - | 0,2 | 0,2 | - | 0,2 |

I_L - амплитуда импульса тока, протекающего через лайнер; l_L - длина лайнера;
 N_d - число ускоренных дейтронов лайнера; d_t - толщина слоя из дейтерированного полиэтилена; прочерки в колонках означают отсутствие соответствующей информации.

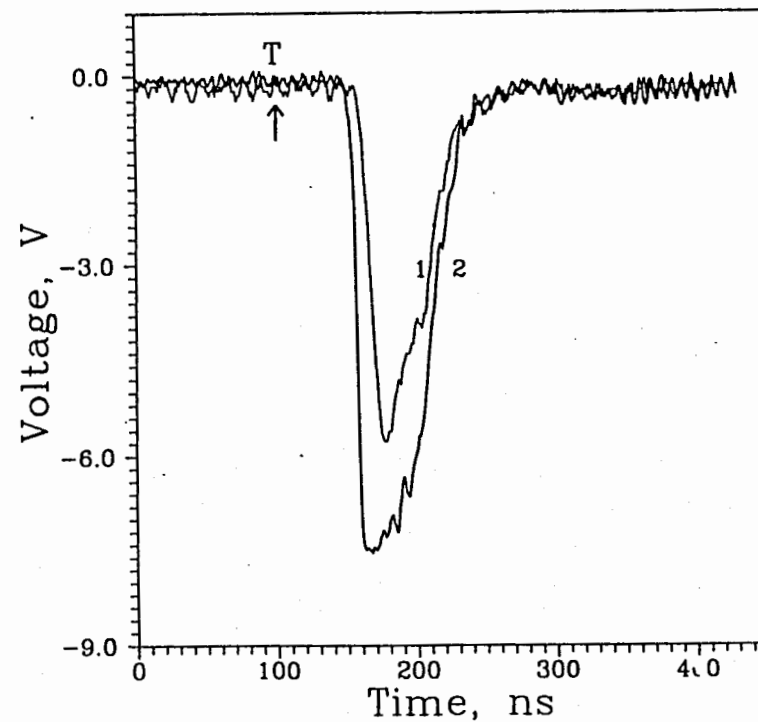


Рис. 5. Осциллограммы сигналов с детекторов D1 и D2, полученные в выстреле №10: лайнер - струя гелия; мишень - CD₂

установления магнитной изоляции в вакуумной линии передачи энергии от накопителя энергии ускорителя к узлу нагрузки.

Следует отметить еще одно обстоятельство, подтверждающее природу первого импульса. Оно базируется на измерении отношения амплитуд данного сигнала с детекторов D1 и D2 с учетом их реальных эффективностей регистрации тормозного излучения и толщин окружающих слоев Pb.

Природа же второго импульса на осциллограмме обусловлена регистрацией нейтронного излучения, возникающего за счет протекания реакции (1), как в процессе ускорения лайнера (фоновое излучение из-за появления ускоренных дейтронов лайнера в результате возникновения различного типа неустойчивостей, например, релей-тейлоровской [17]), так и при взаимодействии его с мишенью. Доказательством того, что второй импульс с детекторов D1 и D2 обусловлен регистрацией потока нейтронов, являются результаты выстрела №10, в котором в качестве лайнера использовались сверхзвуковая струя ⁴He (см. рис. 5).

Как и следовало ожидать, в этом случае второй импульс отсутствует⁶. Справедливость данного заключения подтверждают также и результаты, полученные с

⁶В данном случае наблюдается только импульс, обусловленный тормозным излучением, природа которого описана выше.

помощью детектора тепловых нейтронов. В выстреле с гелиевым лайнером не было зарегистрировано ни одного нейтрона.

Заметим, что временной интервал между моментами появления первого и второго импульса характеризует собой время τ_n пролета нейтроном реакции (1) расстояния от лайнера до сцинтилляционного детектора D1.

Следует отметить, что столь большая амплитуда нейтронного импульса является результатом суперпозиции отдельных сигналов с детектора D1, обусловленных регистрацией нейтронного потока, генерируемого в течение процесса ускорения лайнера.

Что касается длительности нейтронного импульса (200 – 300 нс), то она обусловлена не только временем ускорения лайнера и временем пролета им расстояния от токоперехватывающих стержней до мишени $\tau_{тарг}$, но и процессом перерасеяния нейтронов в помещении, в котором расположен ускоритель и экспериментальная установка.

Топография нейтронного поля (полученная с помощью метода Монте-Карло) в месте расположения детекторов D1 и D2, как функция времени, позволит корректно производить анализ полученных экспериментальных данных.

Анализ и обсуждение результатов

А. Фоновое нейтронное излучение

В таблице 2 приведены характеристики фонового нейтронного излучения, полученные с помощью сцинтилляционного детектора D1 и детектора тепловых нейтронов D3.

Значения полных выходов нейтронов из реакции (1) определялись как:

$$N_n^{tot}(BF_3) = N_n^{reg}(BF_3)/\epsilon_{th}, \quad N_n^{tot}(sc) = N_n^{reg}(sc)/\epsilon_{sc},$$

где $N_n^{reg}(BF_3)$ и $N_n^{reg}(sc)$ - числа нейтронов, зарегистрированных детекторами D3 и D1 соответственно; ϵ_{th} , ϵ_{sc} - эффективности регистрации нейтронов детекторами D3 и D1.

Существующее различие в выходах $N_n^{reg}(BF_3)$ и $N_n^{reg}(sc)$ (см. табл. 2), по всей видимости, в основном обусловлено тем, что приведенные выше значения ϵ_{th} и ϵ_{sc} получены без учета процесса перерасеяния нейтронов из реакции (1) в помещении (где расположена экспериментальная установка) с последующей их регистрацией.

В настоящее время проводится моделирование методом Монте-Карло всей совокупности процессов перерасеяния нейтронов, соответствующих реальному расположению экспериментальной установки в зале ускорителя.

Б. Выделение "полезных" событий

Акт регистрации нейтрона из реакции (1), образовавшегося в результате взаимодействия дейтериевого лайнера с внешней газовой либо твердотельной дейтериевой мишенью, будем в дальнейшем называть "полезным" событием.

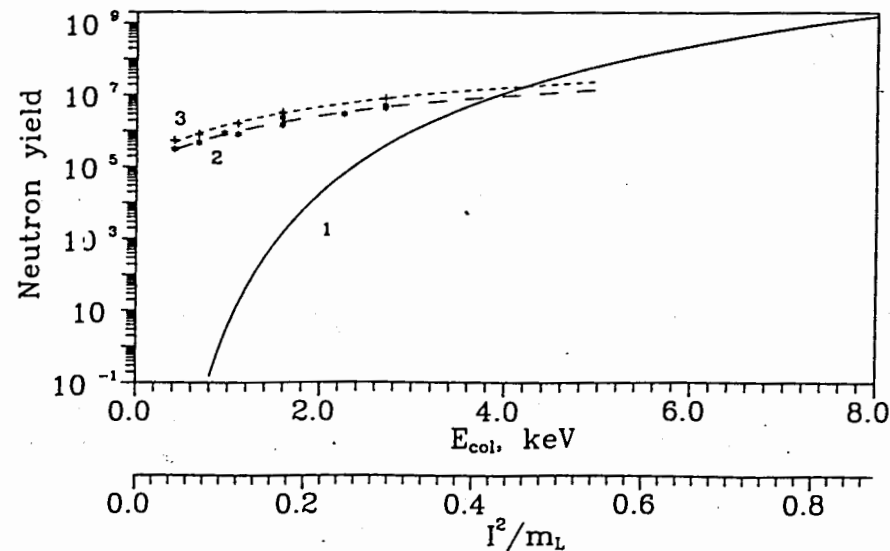


Рис. 6. Зависимость выхода нейтронов, приведенного к единичной массе лайнера ($M_L = 1$ мкг), от энергии столкновения дейтронов и от величины I_L^2/m_L ($(MA)^2_{cm/mkg}$):

1 - взаимодействие дейтронов лайнера с мишенью из CD_2 (результат расчета);
2,3 - фоновое нейтронное излучение, зарегистрированное детекторами D1 и D3 соответственно (пунктирные линии - результат фитирования)

Таблица 2. Характеристики фонового нейтронного излучения

| Выстрел | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|------------------------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|----|
| I_L^2/m_L , $(MA)^2_{cm/mkg}$ | 0,069 | 0,096 | 0,19 | 0,14 | 0,13 | 0,23 | 0,28 | 0,29 | 0,18 | - |
| $N_n^{tot}(BF_3)$, 10^7 | 0,72 ±0,17 | 1,21 ±0,25 | 2,33 ±0,47 | 1,60 ±0,34 | - | - | - | 3,24 ±0,65 | 1,75 ±0,37 | 0 |
| $N_n^{tot}(sc)$, 10^7 | 0,40 ±0,09 | 0,72 ±0,15 | 1,14 ±0,23 | 0,83 ±0,18 | 0,91 ±0,20 | 1,53 ±0,27 | 1,94 ±0,31 | 2,04 ±0,29 | 1,25 ±0,27 | 0 |

Определим отношение "эффект/фон" для нейтронного излучения, обусловленного протеканием реакции (1), в исследуемой области энергий столкновения дейтронов.

На рис. 6 представлена расчетная зависимость (кривая 1) выхода "полезных" событий, приведенного к единичной массе лайнера, от энергии столкновения дейтронов, а также от величины I_L^2/m_L . На этом же рисунке приведены аналогичные зависимости фонового нейтронного излучения, полученные с помощью детекторов D1 и D3 соответственно.

Расчетная зависимость 1 получена с учетом реального энергетического распределения дейтронов, падающих на мишень, а также кулоновских энергетических потерь дейтронов в мишени⁷.

Как видно из рис. 6, эффект превышает фон начиная с энергий столкновения дейтронов $E_{col} \approx 4$ кэВ. Из этого следует, что для корректного измерения характеристик dd -реакции в области ультранизких энергий столкновения дейтронов $E_{col} < 4$ кэВ с использованием детектора тепловых нейтронов необходимо существенно подавить фоновое нейтронное излучение.

Одним из возможных методов подавления данного излучения, на наш взгляд, является стабилизация процесса формирования инверсного Z -пинча внешним аксиальным магнитным полем⁸. Однако этот вопрос требует дальнейших специальных исследований.

Ситуация же в случае использования сцинтилляционных детекторов нейтронов, в плане улучшения отношения "эффект/фон", более благоприятная. Это связано с тем, что имеется возможность разделения по времени процессов ускорения лайнера и взаимодействия его с мишенью. Такой вывод следует из результатов настоящей работы, базирующихся на анализе осциллограмм сигналов с детекторов D1 и D2 и данных таблицы 3.

В качестве примера вернемся к рассмотрению представленных на рис. 4 осциллограмм сигналов со сцинтилляционного детектора D1, полученных в выстрелах №6 и №8 – с мишенью из CD_2 и без нее.

Как видно, в области времен, ограниченной стрелками (согласно данным табл. 3), наблюдается заметное превышение выхода нейтронов над фоном при средней энергии столкновения дейтронов $E_{col} = 2,7$ кэВ.

Таблица 3. Временные характеристики процессов

| Выстрел | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|-------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| E_d , кэВ | 0,8 | 1,35 | 3,1 | 2,2 | 1,9 | 4,1 | 5,4 | 5,4 | 3,1 |
| τ_{acc} , нс | 215 | 175 | 132 | 145 | 148 | 130 | 117 | 117 | 135 |
| τ_{targ} , нс | 339 | 260 | 172 | 206 | 221 | 144 | 132 | 132 | 172 |
| τ_n , нс | 67 | 67 | 67 | 67 | 67 | 67 | 67 | 67 | 67 |
| τ_{tot} , нс | 621 | 502 | 371 | 418 | 436 | 341 | 316 | 316 | 374 |
| $\Delta\tau_{tot}$, нс | ± 75 | ± 61 | ± 44 | ± 50 | ± 50 | ± 44 | ± 43 | ± 43 | ± 45 |

E_d - средняя энергия дейтронов лайнера, падающих на мишень; $\tau_{tot} = \tau_{acc} + \tau_{targ} + \tau_n$ - среднее время регистрации "полезного" события относительно начала рентгеновского импульса; $\Delta\tau_{tot}$ - разброс времен появления сигналов с детектора D1, соответствующих регистрации в выстреле отдельных нейтронов из реакции (1)

⁷ Алгоритм данных вычислений подробно изложен в работах [10,11].

⁸ Такой метод стабилизации известен при формировании прямого Z -пинча.

Следовательно, при соответствующей статистике набора событий можно получить количественную информацию о выходе "полезных" событий даже для области энергий столкновения дейтронов $E_{col} < 4$ кэВ.

Заключение

На основании проведенных исследований процесса формирования дейтериевого инверсного Z -пинча сделаны следующие выводы.

1. Впервые экспериментально исследованы характеристики дейтериевого лайнера, ускоренного в схеме инверсного Z -пинча до скоростей $(2,8-7,2) \cdot 10^7$ см/с.

2. Сравнение показаний набора магнитных зондов с результатами нульмерного численного моделирования процесса ускорения лайнера в схеме инверсного Z -пинча свидетельствует о возможности восстановления динамики движения лайнера и определения его массы.

3. Исследованы характер и уровень нейтронного и γ -излучений, сопровождающих процесс ускорения лайнера.

4. Исследован метод разделения по времени процесса ускорения лайнера и процесса взаимодействия его с мишенью. Показано, что применение быстрых сцинтилляционных детекторов нейтронов определенных размеров, а также дейтериевой мишени, расположенной на расстояниях $l \geq 140$ мм от оси лайнера, позволяет достаточно надежно дискриминировать по времени "полезные" события от фоновых.

Следует отметить, что методика инверсного Z -пинча применима также и при проведении экспериментов по измерению характеристик pd - и dHe -реакций в области ультранизких энергий.

Авторы выражают искреннюю признательность С.А. Сорокину и С.А. Чайковскому за разработку и создание узла нагрузки, а также за помощь при проведении эксперимента.

Литература

1. V.B. Belyaev et al., JINR preprint, D15-92-324, Dubna, 1992.
2. V.B. Belyaev et al., Nukleonika, 40 (1995) 85.
3. S.P. Merkuriev et al., Proc. Int. Conf. on the Theory of Few Body and Quark Hadronic System, Dubna, D4-87-692, 1987, 6.
4. J.L. Friar, Proc. Int. Conf. on the Theory of Few Body and Quark Hadronic System, Dubna, D4-87-692, 1987, 70.
5. Vit.M. Bystritskii et al., JINR preprint, D15-96-11, Dubna, 1996.
6. В.М. Быстрицкий и др., Ядерная Физика, 60 (1997) 1349; V.M. Bystritsky et al., Yadernaya Fizika, 60 (1997) 1349 (in Russian).
7. Vit.M. Bystritskii et al., Proc. Int. Conf. on Plasma, June, 1996, Prague.

8. Vit.M. Bystritskii et al., 10-th IEEE Altern. Pulsed Power Conf., Abstract Book, P2-67, Albuquerque, NM, July 10-13, 1995, USA.
9. V.M. Bystritsky et al., Nukleonika, 42 (1997) 775.
10. V.M. Bystritsky et al., JINR preprint, D15-98-239, Dubna, 1998; to be published in Journal Laser and Particles Beams, 1999.
11. V.M. Bystritsky et al., JINR preprint, D15-99-163, Dubna, 1999; to be published in Nuclear Physics.
12. Н.Ф. Ковшаров и др., ПТЭ, 6 (1987) 84; N.F. Kovsharov et al., Prib. Tekhn. Eksp. (USSR), 6 (1987) 84 (in Russian).
13. F.S. Feller et al., Phys. Fluids, 31 (1988) 2053.
14. А.Л. Великович, М.А. Либерман. Физика ударных волн в газах и плазме, Москва, "Наука", 1987; A.L. Velikovich, M.A. Liberman, Physics of Shock Waves in Gases and Plasma, Moscow, "Nauka", 1987.
15. A.R. Collins and C.D. Mathers, Phys. Fluids, 21 (1978) 1939.
16. А.В. Лучинский, Известия ВУЗов, Физика 12 (1995) 52; A.V. Luchinskii, Izvestiya VUZov, Fizika 12 (1995) 52 (in Russian).
17. В.В. Вихрев, С.И. Брагинский, Вопросы теории плазмы, вып. 10 (1980) 243; V.V. Vikhrev, S.I. Braginskii, Voprosy Teorii Plazmy, 10 (1980) 243.
18. С.А. Сорокин и др., Физика плазмы, 17 (1991) 1453; S.A. Sorokin et al., Fizika Plazmy, 17 (1991) 1453 (in Russian).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 декабря 1999 года.