

Д15-2002-200

**ИЗМЕРЕНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКОГО S -ФАКТОРА
В dd -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ОБЛАСТИ
УЛЬТРАНИЗКИХ ЭНЕРГИЙ СТОЛКНОВЕНИЯ
ДЕЙТРОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ИНВЕРСНОГО Z-ПИНЧА**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Вяч. М. Быстрицкий, В. В. Герасимов, А. Р. Крылов, С. С. Паржицкий,
Ф. М. Пеньков, В. А. Столупин, О. М. Швыряев, Г. Н. Дудкин¹,
Б. А. Нечаев¹, В. М. Падалко¹, Я. Возняк², Г. А. Месяц³,
Вит. М. Быстрицкий⁴, В. И. Махрин⁵, Н. А. Ратахин⁵

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики при ТПУ, Томск

²Факультет физики и ядерной техники Горно-металлургической академии, Краков,
Польша

³Институт электрофизики, Екатеринбург

⁴Калифорнийский университет, Ирвайн, США

⁵Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

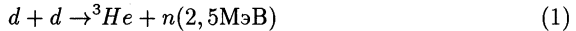
1. Введение

Актуальность изучения реакций между легкими ядрами в области ультранизких энергий отражена во многих работах [1-7]. Она в основном обусловлена возможностью проверки фундаментальных симметрий в сильных взаимодействиях [1-4], а также возможностью разрешения ряда проблем, существующих в астрофизике [5-7].

Однако проведение таких исследований с использованием классических ускорителей крайне затруднено, так как сечения ядерных реакций в области ультранизких энергий и интенсивности пучков заряженных частиц чрезвычайно малы.

В работах [7-10] был предложен новый метод исследования ядерных реакций, основанный на использовании радиально конвергируемых мощных потоков ионов, генерируемых в процессе имплозии лайнерной плазмы (формирование прямого Z-пинча).

Данный метод позволил впервые получить оценки эффективных сечений dd -реакции



и значений астрофизического S-фактора в диапазоне энергий столкновения дейтронов $1,8 \div 2,3$ кэВ [10-16] (см. рис. 1).

Несомненный интерес представляет собой изучение ядерных реакций между легкими ядрами при более высоких энергиях столкновения дейтронов ($3 \div 7$ кэВ), т.к. такие исследования позволят не только впервые измерить сечения dd -реакции в указанном диапазоне энергий, но и произвести корректное сравнение их как с вычислениями, так и с экспериментальными результатами, полученными при энергиях столкновения $6 \div 7$ кэВ [17,18].

Для реализации данной программы исследований нами была предложена методика, основанная на формировании инверсного Z-пинча [19].

Схема инверсного Z-пинча имеет ряд преимуществ по сравнению с конфигурацией прямого Z-пинча:

- а) уменьшается плотность потока плазмы, падающей на мишень;
- б) более четкая дискриминация по времени процессов электродинамического ускорения лайнера и взаимодействия его с мишенью;
- в) с технической точки зрения существенно упрощается методика измерения энергетического распределения ускоренных ионов лайнера с помощью оптических датчиков, регистрирующих излучение лайнера в процессе его разбега.

В работе [19] впервые были экспериментально исследованы характеристики дейтериевого лайнера, разогнанного до скоростей $(2,8 \div 7,2) \cdot 10^7$ см/с в схеме инверсного Z-пинча.

Результаты исследования процесса формирования инверсного Z-пинча [19-21] свидетельствуют о применимости предложенной методики для изучения ядерных реакций в области ультранизких энергий.

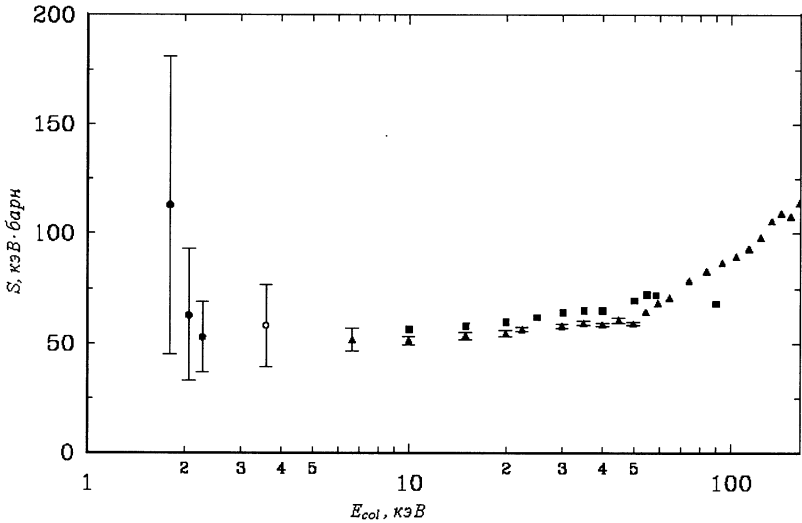


Рис.1. Зависимость астрофизического S-фактора для dd -реакций от энергии столкновения дейтронов: ●, ▲, ■, - данные работ [16], [17] и [18]; ○ - результат настоящей работы.

Следует отметить ещё одно обстоятельство. Использование лайнерной плазмы для прецизионного изучения ядерных реакций (измерение сечений, астрофизических S-факторов) требует знания энергетического распределения ускоренных ионов лайнера, а также модели взаимодействия его с мишенью. Такое требование продиктовано резкой экспоненциальной зависимостью сечения исследуемых реакций от энергии столкновения частиц во входном канале.

В связи с этим была выполнена работа [21], посвященная созданию методики для измерения энергетического распределения ускоренных дейтронов в экспериментах по изучению dd -реакции в схеме инверсного Z-пинча.

При выполнении данных методических исследований было реализовано несколько выстрелов (в дальнейшем выстрелом называется акт срабатывания сильного ускорителя) с использованием дейтериевого лайнера и мишени из дейтерированного полиэтилена. Результаты анализа экспериментальной информации, полученной в данных выстрелах (значение S-фактора и сечений dd -реакции), составляют основу настоящей работы.

2. Метод измерения

Экспериментальное определение астрофизического S-фактора основано на измерении выхода нейтронов из реакции (1) и использовании параметризации зависимости сечения dd -реакции от энергии столкновения дейтронов:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta}, \quad (2)$$

$$2\pi\eta = 2\pi \frac{(Ze)^2}{\hbar V} = 31,29 \left(\frac{1}{E}\right)^{1/2},$$

где η - параметр Зоммерфельда; Ze - заряд дейтрона; E - энергия столкновения дейтронов в системе центра масс (в кэВ); V - скорость относительного движения дейтронов.

Как было получено ранее в работе [22], полный выход зарегистрированных нейтронов N_n^{exp} из реакции (1) может быть представлен в следующем виде:

$$N_n^{exp} = N_d n_t \varepsilon_n \overline{S(E)} \int_0^\infty e^{-2\pi\eta} D(E) dE \int_E^\infty f(E') dE', \quad (3)$$

где используется выражение для среднего значения S-фактора

$$\overline{S(E)} = \int_E S(E) P(E) dE, \quad (4)$$

соответствующее функции распределения

$$P(E) = \frac{e^{-2\pi\eta} D(E) \int_E^\infty f(E') dE'}{\int_0^\infty e^{-2\pi\eta} D(E) dE \int_E^\infty f(E') dE'}, \quad (5)$$

$$D(E) = -\frac{1}{E} \frac{dx}{dE}.$$

Кроме того, ниже будут использоваться средние энергии по функциям распределения $f(E)$ и $P(E)$:

$$\overline{E} = \int_E E f(E) dE, \quad (6)$$

$$E_{col} = \int_E E P(E) dE. \quad (7)$$

Здесь $P(E)$ - функция распределения вероятности выхода нейтронов из реакции (1) по энергии столкновения дейтронов, нормированная на единицу; $f(E)$ - функция энергетического распределения дейтронов лайнера, падающих на мишень; ε_n - эффективность регистрации нейтронов с энергией 2,5 МэВ; \overline{E} - средняя энергия столкновения дейтронов, соответствующая функции распределения $f(E)$; N_d - число дейтронов, падающих на мишень; n_t - плотность дейтронов в мишени; $dE/dx = -(\pi n_t e^4) L / 2E$ - удельные кулоновские потери энергии дейтронов лайнера за счет их столкновения с дейтронами мишени [23]; e - элементарный электрический заряд; L - кулоновский логарифм для дейтериевой плазмы, соответствующий условиям схемы настоящего эксперимента

($L = 12,8$) [23]; E_{col} - среднее значение энергии столкновения дейтронов, определяемое функцией $P(E)$.

Приведенная параметризация (2) сечения реакции предполагает, что кулоновский потенциал соответствует взаимодействию "голых" дейтронов.

Кроме этого, отметим следующее:

1) выражение (3) получено с учётом энергетического разброса дейтронов, падающих на мишень, и кулоновской потери энергии при взаимодействии их с мишенью;

2) далее предполагается возможность замены $\overline{S(E)} \rightarrow S(E_{col})$ на интервале энергий, определяемом энергетическим разбросом дейтронов и кулоновскими потерями энергии.

Это обусловлено тем, что S-фактор - слабо изменяющаяся функция на данном интервале столкновения дейтронов.

Таким образом, измеряя выход нейтронов из реакции dd -синтеза, а также энергетическое распределение дейтронов, падающих на мишень в данном конкретном выстреле, можно по формуле (3) определить среднее значение S-фактора для dd -реакции. Данное значение астрофизического S-фактора соответствует среднему значению энергии столкновения дейтронов E_{col} , определяемому функцией распределения $P(E)$. Следует отметить, что, согласно формуле (3), для извлечения информации о величине $\overline{S(E)}$ требуется также знание полного числа падающих на мишень дейтронов N_d и эффективности ϵ_n регистрации нейтронов экспериментальной установкой.

Величина N_d определяется расчетным путем на основании нуль-мерной модели динамики формирования инверсного Z-пинча с использованием данных, полученных с помощью dB/dt магнитных зондов. Эффективность регистрации нейтронов с энергией 2,5 МэВ определяется как экспериментальным путем с использованием стандартных источников нейтронов ^{252}Cf , Po-Be, так и расчетным путем с помощью метода Монте-Карло. Что касается величины n_t , то ее значение полностью определяется технологией нанесения дейтерированного полиэтилена на подложку мишени.

3. Постановка эксперимента

Эксперимент проводился в Институте сильноточной электроники СО РАН с использованием импульсного сильноточного ускорителя СГМ ($I = 950$ кА - ток генератора, $\tau = 80$ нс - длительность высоковольтного импульса [24]). Схема экспериментальной установки, состоящей из сильноточного генератора, нагрузочного модуля, детектирующей и диагностирующей аппаратуры, представлена на рис. 2.

Исходный дейтериевый лайнер формировался с помощью быстродействующего электромагнитного клапана и сверхзвукового сопла Лаваля. Средний радиус лайнера составлял 15 мм. На пути радиального разлета плазменной оболочки была установлена токоперехватывающая структура (ТС), выполненная

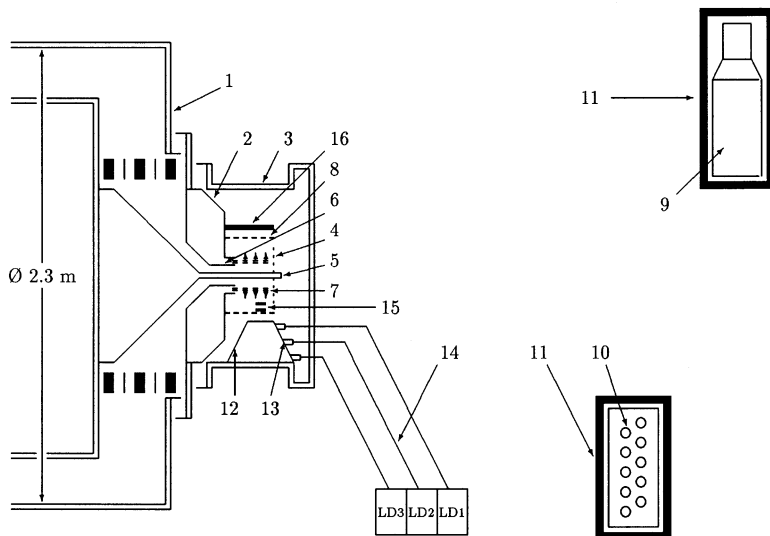


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

1 - сильноточный генератор; 2 - нагрузочный модуль ускорителя; 3 - измерительная камера; 4 - сетчатый катод; 5 - обратный токопровод; 6 - сверхзвуковое сопло Лавала; 7 - лайнер; 8 - токоперехватывающий стержень; 9 - сцинтилляционный детектор (D1); 10 - детектор тепловых нейтронов (D2); 11 - защита из Pb; 12 - светозащитный конус; 13 - коллиматоры; 14 - световоды; 15 - dB/dt магнитные зонды; 16 - мишень из CD_2 ; LD1, LD2 и LD3 - детекторы оптического излучения. Электромагнитный клапан не изображен

в виде беличьего колеса радиусом 45 мм из стержней диаметром 1 мм. Радиус установки ТС задает базу разгона лайнера. Ток через лайнер измерялся с помощью пояса Роговского.

Три детектора оптического излучения LD1, LD2 и LD3 были установлены за ТС по радиусу в направлении разбега лайнера от его оси. Расстояние от ТС до детектора LD1, а также расстояние между детекторами LD1-LD2 и LD2-LD3 составляли 50 мм. Детекторы оптического излучения представляли собой сборки из коллиматора, кварцевого световода и фотоэлектронного умножителя.

Мишень располагалась вокруг лайнера и представляла собой медную цилиндрическую оболочку, радиус которой 185 мм, длина образующей 40 мм. Внутренняя поверхность мишени была покрыта слоем CD_2 толщиной 0,25 мм.

Таблица 1. Экспериментальные условия

Выстрел	E^p , кэВ	\bar{E} , кэВ	m , $\frac{\text{МКГ}}{\text{СМ}}$	l , см	N_d , 10^{18}	n_t , 10^{22} СМ^{-3}	d_i^{in} , мм	d_i^{ex} , мм	r_t , мм	t , мм	N_n^{cal}
1	2,24	2,52	6,2	2	3,72	8,0	30	32	185	0,25	15,5
2	1,20	1,42	5,3	2	3,18	8,0	30	32	185	0,25	$7,7 \cdot 10^{-2}$

\bar{E} , E^p - среднее и наиболее вероятное значения энергии дейтронов в системе центра масс, соответствующие функции распределения $f(E)$; m - масса лайнера на единицу длины; l - длина лайнера; n_t - плотность атомов мишени; d_i^{in} - внутренний диаметр лайнера; d_i^{ex} - внешний диаметр лайнера; r_t - радиус мишени; t - толщина мишени; N_n^{cal} - расчетный выход (по формуле (3)) зарегистрированных нейтронов с использованием значения S-фактора, равного 53,8 кэВ-б [18].

Детектирование быстрых нейтронов осуществлялось сцинтилляционным детектором D1 на основе пластического сцинтиллятора ($d = 10$ см, $l = 20$ см) с использованием методики по времени пролета.

Измерение полного потока нейтронов, испускаемых при взаимодействии дейтериевого лайнера с мишенью, производилось детектором тепловых нейтронов D2. Детектор представлял собой сборку из 10 пропорциональных ВF₃-счетчиков, помещенных в полиэтиленовый замедлитель. Детекторы D1 и D2 устанавливались от оси лайнера на расстояниях 410 и 277 см соответственно. Для подавления загрузки детекторов D1 и D2 мощным рентгеновским и тормозным излучением они окружались защитой из Pb толщиной 5 см. Эффективность регистрации нейтронов детекторами D1 и D2 составляла $4,5 \cdot 10^{-6}$ и $4,0 \cdot 10^{-6}$ соответственно.

Импульсы с трех оптических датчиков и сцинтилляционного спектрометра нейтронов поступали на входы осциллографов ТЕКТРОНИХ. Сигналом "Trigger" являлся импульс тока высоковольтного генератора.

Более подробное описание экспериментальной установки дано в работах [19-21].

В табл. 1 приведены параметры мишени и дейтериевого лайнера, соответствующие двум выстрелам с мишенью из CD₂ (выстрелы 1 и 2).

Масса лайнера определялась с помощью нуль-мерной модели движения лайнера с использованием информации как о зависимости тока, протекающего через лайнер, так и о временах появления сигналов с dB/dt магнитных датчиков, регистрирующих моменты прохождения токовой оболочки лайнера через них. Процесс ускорения лайнера контролировался с помощью двух dB/dt -зондов, установленных на радиусах 23 и 34 мм.

Масса лайнера и скорость его на радиусе установки токоперехватывающих стержней принимались равными таким значениям, для которых расчетные времена прихода лайнера в точки установки dB/dt магнитных зондов совпадали в пределах ошибок измерения с их реальными показаниями.

4. Анализ результатов

Измерение энергетического распределения ионов лайнера, падающих на мишень, основано на регистрации оптического излучения лайнера (H_α - и H_β -линии), движущегося радиально от оси.

Связь времен появления сигналов с оптических датчиков (установленных на определенных расстояниях от токоперехватывающих структур (ТС)) и длительностей данных сигналов (определяемых длительностью светового импульса) с расстоянием от ТС имеет вид:

$$\Delta t = 16,15 \frac{L_d}{\sqrt{(E^p)_{ls}}} \frac{(\Delta E)_{ls}}{(E^p)_{ls}}, \quad (8)$$

где Δt (нс) - ширина на полувысоте светового импульса с датчика, установленного на расстоянии L_d (см) от ТС (предполагается, что по достижении ТС дальнейший разбег лайнера представляет собой свободное движение бестоковой оболочки); $(E^p)_{ls}$ - наиболее вероятная энергия ионов лайнера в лабораторной системе, в кэВ; $(\Delta E)_{ls}$ - полная ширина распределения дейтронов по энергии в лабораторной системе (в кэВ) на расстоянии L_d от ТС.

Таким образом, уширение световых сигналов по мере удаления лайнера от ТС характеризует собой соответствующий энергетический разброс ионов лайнера.

Отметим, что переход от временной зависимости интенсивности светового излучения лайнера, измеряемой датчиками LD1 - LD3, к энергетическому распределению ионов лайнера базируется на некоторых предположениях, касающихся динамики движения расширяющейся лайнерной плазмы (дейтериевого лайнера).

Одним из основных предположений считается то, что в расширяющейся плазме после прохождения ТС устанавливается термодинамическое равновесие между ионами и возбужденными нейтралами и в дальнейшем происходит ее стабильный разбег¹.

На рис. 3 в качестве примера приведены осциллограммы сигналов с оптических датчиков LD2 и LD3, полученные в выстреле с дейтериевой мишенью (выстрел 1).

В табл. 2 приведены результаты обработки осциллограмм импульсов с датчиков LD2 и LD3, полученных в выстрелах 1 и 2.

На рис. 4 приведены энергетические распределения дейтронов $f(E)$ и $P(E)$, измеренные в выстреле 1 и соответствующие временным распределениям, изображенным на рис. 3. На этом же рисунке приведены соответствующие распределения $P(E)$.

Для окончательной обработки экспериментальных данных использовались для выстрелов 1 и 2 энергетические распределения $f(E)$ и $P(E)$ (см. рис. 3 и

¹Как показано в работе [21], указанные предположения реализуются при разбеге лайнера в схеме инверсного Z-пинча на расстояниях от ТС больше 10 см. Поэтому в дальнейшем будет производиться обработка осциллограмм импульсов, полученных с датчиков LD2 и LD3.

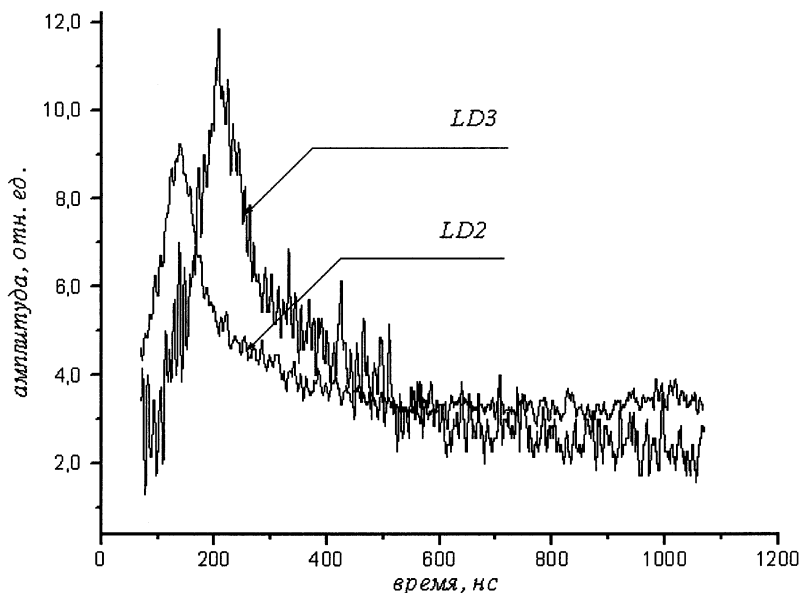


Рис. 3. Осциллограммы сигналов с оптических детекторов LD2 и LD3, полученные в выстреле 1

Таблица 2. Результаты анализа осциллограмм с датчиков LD2 и LD3

Выстрел	$T_3 - T_2$ нс	$(FWHM)^t$ LD3, нс	$(FWHM)^t$ LD2, нс	V_d , $10^7 \frac{см}{с}$	E^p , кэВ	$(FWHM)^E$ LD3, кэВ	$(FWHM)^E$ LD2, кэВ
1	69	84,4	49,2	7,1	2,24	1,86	1,62
2	98,6	139	55,2	5,07	1,20	1,39	0,90

T_2 , T_3 - времена появления сигналов на выходе детекторов LD2 и LD3 соответственно; $(FWHM)^t$ LD2, $(FWHM)^t$ LD3 - полные ширины на полувысоте импульсов с LD2 и LD3 соответственно; V_d - скорость дейтронов в лабораторной системе, найденная по временному сдвигу положения вершин импульсов с детекторов LD2 и LD3; E^p - наиболее вероятная энергия дейтронов в системе центра масс, соответствующая V_d ; $(FWHM)^E$ LD2, $(FWHM)^E$ LD3 - полные ширины на полувысоте распределений дейтронов по энергии столкновения, полученных для LD2 и LD3 в результате перехода с использованием формулы (8) от временных распределений к соответствующим энергетическим распределениям

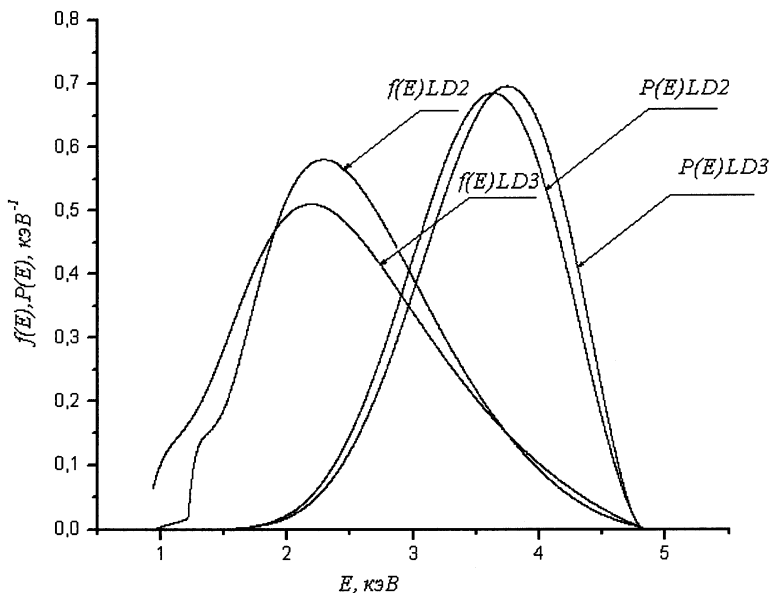


Рис. 4. Энергетические распределения дейтронов лайнера $f(E)$ и $P(E)$, измеренные в выстреле 1 с помощью оптических детекторов LD2 и LD3

4), найденные путем усреднения соответствующих распределений, полученных с помощью детекторов LD2 и LD3.

На рис. 5, для наглядности и сравнения с результатами анализа данных, полученных в выстреле 1 с мишенью из CD_2 , приведены энергетические распределения дейтронов $f(E)$ и $P(E)$, измеренные в выстреле 2.

Определение астрофизического S-фактора производилось по формуле (3) с подстановкой в нее найденного усредненного энергетического распределения дейтронов $f(E)$ по датчикам LD2 и LD3 и измеренного выхода зарегистрированных нейтронов N_n^{exp} .

Определение выхода зарегистрированных нейтронов производилось следующим образом.

На рис. 6 приведена осциллограмма сигналов с нейтронного спектрометра, соответствующая выстрелу 1. Правая и левая стрелки указывают границы временного интервала, в течение которого возможна регистрация нейтронов из dd -реакции. Данные границы определяются энергетическим распределением $f(E)$ ускоренных дейтронов, падающих на мишень: правая граница соответствует значению энергии дейтронов лайнера $E^p - 2\sigma_E$, левая граница - $E^p + 2\sigma_E$, где σ_E среднеквадратическое отклонение энергии столкновения дейтронов по распределению $f(E)$.

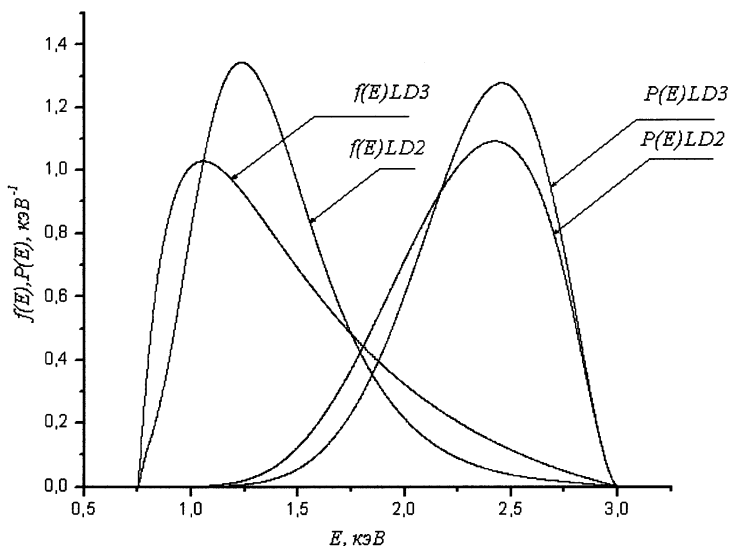


Рис. 5. Энергетические распределения дейтронов лайнера $f(E)$ и $P(E)$, измеренные в выстреле 2 с помощью оптических детекторов LD2 и LD3

Положение средней стрелки соответствует наиболее вероятному значению начальной энергии дейтронов E^p для распределения $f(E)$

Как видно из рис. 6, в выделенном нами временном интервале четко наблюдаются два нейтронных пика, обусловленных регистрацией нейтронов из реакции (1) в выстреле 1. Заметим, что данные пики являются результатом наложения во времени отдельных актов регистрации нейтронов сцинтилляционным спектрометром D1.

Поэтому возникает задача определения среднего числа зарегистрированных нейтронов dd -синтеза по форме сигнала со сцинтилляционного спектрометра D1, являющегося результатом наложения во времени ряда импульсов от актов регистрации отдельных нейтронов.

С этой целью нами производился анализ формы сигналов с нейтронного спектрометра при облучении его γ -квантами и нейтронами от различных стандартных источников (^{137}Cs , ^{60}Co , Po-Be , ^{252}Cf , Pu-Be) с вариацией их интенсивности. При этом использовалась связь по световыходу пластического сцинтиллятора от γ -квантов и протонов отдачи² в энергетическом интервале, соответствующем максимальной энергии протонов отдачи 2,5 МэВ. С помощью метода

²Регистрация быстрых нейтронов пластическим сцинтиллятором осуществляется путем детектирования протонов отдачи, возникающих в результате упругого (np) рассеяния.

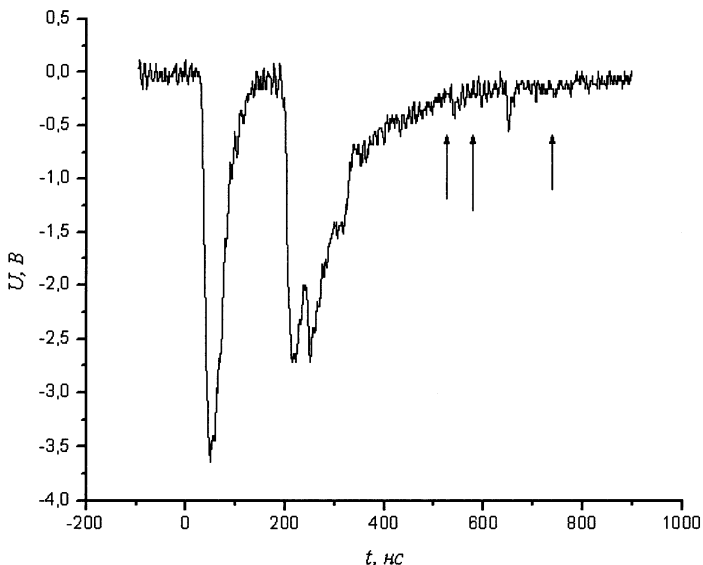


Рис. 6. Оциллограмма импульсов со сцинтиляционного детектора нейтронов D1, полученная в выстреле 1

Монте-Карло, учитывая форму сцинтиляционного импульса с нейтронного спектрометра, а также распределение интенсивности нейтронного излучения во времени, было найдено среднее число зарегистрированных нейтронов в указанном временном интервале на рис. 6, которое оказалось равным $18,2 \pm 3,6$ (см. табл. 3). Значение астрофизического S-фактора было получено путем подстановки найденного экспериментального выхода нейтронов из реакции (1) N_n^{exp} в формулу (3), которое составило: $S(E_{col}=3,69 \text{ кэВ}) = 58,2 \pm 18,1 \text{ кэВ}\cdot\text{б}$ (см. табл. 3).

Что касается сечений dd -реакции, то нами с использованием найденного S-фактора были выполнены вычисления данной величины по формуле (2) для значений энергии столкновения дейтронов:

$$E_{col} + \sigma_{P(E)}, \quad E_{col}, \quad E_{col} - \sigma_{P(E)},$$

($\sigma_{P(E)}$ - среднеквадратичное отклонение энергии столкновения дейтронов, соответствующее распределению $P(E)$).

В табл. 3 приведены основные характеристики энергетических распределений $f(E)$ и $P(E)$ для "выстрелов" 1 и 2, а также значения измеренного выхода нейтронов из реакции (1), а также астрофизического S-фактора и сечений dd -реакции.

Таблица 3. Результаты анализа экспериментальных данных

а) Эксперимент

Выстрел	E^p , кэВ	\bar{E} , кэВ	E_{col} , кэВ	$E_{P(E)}^p$, кэВ	$\sigma_{P(E)}$, кэВ	N_n^{exp}	$S(E_{col})$, кэВ·б	$\Delta S(E_{col})$, кэВ·б
1	2,24	2,52	3,69	3,56	0,57	18,2±3,6	58,2	18.1
2	1,20	1,42	2,45	2,33	0,34	-	-	-

б) Вычисления

Выстрел	N_n^{cal}	$\sigma_{dd}^n(E_{col})$, см ²	$\sigma_{dd}^n(E_{col} + \sigma_{P(E)})$, см ²	$\sigma_{dd}^n(E_{col} - \sigma_{P(E)})$, см ²
1	15,5	1,33·10 ⁻³⁰	3,55·10 ⁻³⁰	3,84·10 ⁻³¹
2	7,7·10 ⁻²	4,24·10 ⁻³²	1,31·10 ⁻³¹	1,04·10 ⁻³²

Найденное нами значение астрофизического S-фактора (см. рис. 1) в выстреле 1 является средним значением данной величины, соответствующим средней энергии столкновения дейтронов, определяемой функцией $P(E)$. Как видно из рис. 1, измеренное значение S-фактора в пределах статистических ошибок согласуется с ожидаемым значением данной величины, полученным путем экстраполяции из области более "высоких" энергий столкновения дейтронов (из области $7 \div 45$ кэВ) в исследуемую.

На рис. 7 приведены полученные расчетным путем с использованием найденного нами значения S-фактора и формулы (2) сечения dd -реакции с образованием нейтрона, соответствующие энергиям столкновения дейтронов E_{col} , $E_{col} + \sigma_{P(E)}$, $E_{col} - \sigma_{P(E)}$.

Как видно из рис. 7, полученные результаты достаточно хорошо описываются зависимостью (2).

Что касается анализа данных выстрела 2, то нами не зарегистрировано в нем превышения выхода нейтронов над уровнем фона. Такой результат согласуется с измеренным энергетическим распределением дейтронов лайнера в выстреле 2 (см. рис. 6). Ожидаемый выход зарегистрированных нейтронов в выстреле 2 ($N_n \approx 2 \cdot 10^4$ в телесный угол 4π) был определен по формуле (3) с использованием для данного выстрела найденной функции $f(E)$, оказался существенно ниже порога чувствительности системы регистрации нейтронов: $N_{thresh} = 5 \cdot 10^5$.

Следует отметить некоторые наиболее существенные источники неопределенности измеренных значений S-фактора и сечений dd -реакций. К таким источникам относятся:

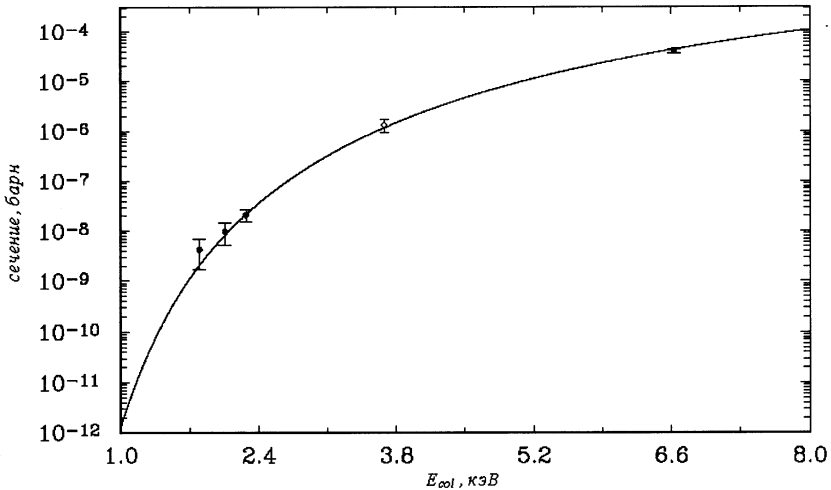


Рис. 7. Зависимость сечения dd -реакции от энергии столкновения дейтронов. Сплошная кривая - расчетная зависимость (выражение (2)) с использованием значения S -фактора $S = 53,8$ кэВ \cdot б [18]; \bullet , \blacksquare - экспериментальные значения сечения, найденные в [16] и [17] соответственно; \circ - результат настоящей работы

1) неопределенность пространственного положения детекторов оптического излучения LD2 и LD3 относительно токоперехватывающих стержней (ТС): 0,5мм;

2) неточность определения массы лайнера в приближении нуль-мерной модели (а следовательно, и числа дейтронов, падающих на мишень) путем анализа данных, полученных с помощью dB/dt магнитных зондов: 15%;

3) неточность знания эффективности регистрации нейтронов сцинтилляционным спектрометром, измеренной с помощью стандартных источников ^{252}Cf , Pu-Be и полученной расчетным путем с использованием метода Монте-Карло: 10%;

4) неопределенность в значении числа дейтронов лайнера, падающих на мишень, за счет угловой расходимости радиально разлетающегося сгустка плазмы на промежутке между ТС и мишенью из CD_2 (на основании болометрических исследований динамики разгона лайнера [21]): 5%;

5) ошибки определения параметров энергетических распределений дейтронов лайнера, возникающие при трансформации временных распределений сигналов с оптических датчиков LD2 и LD3 в энергетические: в среднем ошибки определения значений E^p , \bar{E} , E_{col} , $E_{P(E)}^p$, а также дисперсии функций их распределения дейтронов по энергии $f(E)$ и $P(E)$ составили $\approx 10\%$;

6) неточность знания температуры ион-ионных столкновений при определении пробега дейтронов лайнера в твердотельной мишени. Данная ошибка составляет $\approx 7\%$.

С учетом всех приведенных источников неопределенностей были найдены результирующие ошибки искомым величин (см. табл. 3).

В заключение следует отметить следующее. Результаты, полученные в настоящем эксперименте, свидетельствуют о том, что использование лайнерной плазмы в схеме инверсного Z-пинча и предложенного метода измерения энергетического распределения ускоренных дейтронов позволяет проводить исследование реакций между легкими ядрами в ультранизкой области энергий, практически недоступной при использовании классических ускорителей.

Безусловно, увеличение тока генератора (а значит и числа ускоренных ионов лайнера), количества датчиков оптического излучения и магнитных зондов dB/dt позволит получать более прецизионную информацию о характеристиках ядерных реакций в столь неизученной области ультранизких энергий столкновения сильновзаимодействующих частиц.

Авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам ИСЭ СО РАН С.А. Сорокину за полезные дискуссии по вопросам динамики формирования плотных Z-пинчей, Е.Н. Волкову и В.А. Синебрюхову за обеспечение бесперебойной работы ускорителя и помощь при проведении измерений.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 00-02-17203) и фонда Полномочного Представителя Польши в ОИЯИ.

Литература

1. S.P. Merkuriev et al. In Intern. Proceeding of the Conf. on the Theory of Few-Body and Quark-Hadronic Systems, Dubna, D4-87-692, 1987, 6.
2. H. Paetz gen. Schieck. Few-Body Systems 5 (1988) 171.
3. В.Ф. Харченко и др. Ядерная физика 55 (1992) 86.
4. G.S. Chulick et. al. Nuclear Phys. A 551 (1993) 255.
5. J.N. Bachall and M.N.H. Pinsonneault. Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 885.
6. W.A. Fowler. Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 149.
7. V.B. Belyaev, A. Bertin, Vit.M. Bystritsky et al. Nukleonika 40 (1995) 85.
8. V.B. Belyaev, V.M. Bystritsky, O.I. Kartavtsev et al. JINR Preprint, D15-92-324, Dubna, 1992.
9. V.B. Belyaev, V.M. Bystritsky, V.M. Grebenyuk et al. JINR preprint D15-95-378, Dubna, 1995.
10. V.M. Bystritsky et al. Nukleonika 42 (1997) 775.
11. Т.Л. Булгаков, Вит.М. Быстрицкий, Вяч.М. Быстрицкий и др. Ядерная физика, 60 (1997) 1349.
12. Vit.M. Bystritskii, V.M. Bystritsky, V.M. Grebenyuk et al. JINR Preprint D15-96-11, Dubna, 1996.

13. T. Bulgakov, Vit.M. Bystritskii, G. Mesyats et al. In Proceeding. of 11-th Intern. Conference on High Power Particle Beams "Beams 96", Prague, Czech Republic, June 10-14, V.2, (1996) 917.
14. V.M. Bystritsky, V.M. Grebenyuk, S.S. Parzhitski et al. Laser and Particle Beams 18 (2000) 325.
15. Vit.M. Bystritskii, V.M. Bystritsky, S.A. Chaikovsky et al. Phys. of Atomic Nuclei 64 (2001) 855.
16. V. Bystritskii, V. Bystritsky, S. Chaikovsky et al. Kerntechnik 66 (2001) 42.
17. A. Krauss, H.W. Becker, H.P. Trautvetter et al. Nucl. Phys. A465 (1987) 150.
18. R.E. Brown and N. Jarmie. Phys.Rev.C41 (1990) 1391.
19. V.M. Bystritsky, V.M. Grebenyuk, S.S. Parzhitski et al. NIM 455A (2000) 706.
20. V. Bystritsky, V. Bystritskii, V.M. Grebenyuk et al. In Proceedings of the 28-th International Conference on Plasma Science, June 17-22, 2001, Las Vegas, Nevada, USA; to be published in Journal of Laser and Particle Beams (2002).
21. Вит.М. Быстрицкий, Вяч.М. Быстрицкий, В.М. Гребенюк и др. ЖТФ 9 (2002) 29.
22. V.M. Bystritsky and F.M. Pen'kov. JINR Preprint D15-2000-293, Dubna, 2000; to be published in Phys. of Atomic Nuclei (2002).
23. Д.В. Сивухин. Вопросы теории плазмы, Выпуск 4 стр. 81, Атомиздат Москва, 1964.
24. А.В. Лучинский, В.И. Махрин, Н.А. Ратахин и др. Известия вузов, серия Физика 38 (1995) 52.

Получено 28 августа 2002 г.

Быстрицкий Вяч. М. и др.

D15-2002-200

Измерение астрофизического S -фактора в dd -взаимодействии в области ультранизких энергий столкновения дейтронов с использованием инверсного Z -пинча

Работа посвящена измерению значений астрофизического S -фактора и сечений реакции $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ в области ультранизких энергий столкновения дейтронов. Формирование потока ускоренных дейтронов, падающих на твердотельную мишень из CD_2 , производилось в конфигурации инверсного Z -пинча. Лайнер в начальном состоянии представлял собой полую сверхзвуковую струю дейтерия радиусом 15 мм и длиной 20 мм. Эксперимент проводился на сильноточном импульсном ускорителе ($I = 950$ кА, $\tau = 80$ нс) Института сильноточной электроники РАН, Томск. Измерение энергетического распределения дейтронов производилось путем анализа временных распределений интенсивности (H_α - и H_β -линии) излучения, радиально-движущегося от оси лайнера, генерируемого в процессе его разгона. Регистрация данного излучения осуществлялась с помощью оптических датчиков, установленных вдоль направления разбега лайнера от его оси.

Измеренное значение астрофизического S -фактора для dd -реакции при средней энергии столкновения дейтронов $E_{\text{col}} = 3,69$ кэВ оказалось равным $S(E_{\text{col}} = 3,69 \text{ кэВ}) = (528 \pm 18,1) \text{ кэВ} \cdot \text{б}$. Сечение dd -реакции, вычисленное с использованием найденного значения S -фактора и известной параметризации сечения реакции в виде произведения барьерного множителя и астрофизического S -фактора, составило:

$$\sigma_{dd}^b(E_{\text{col}} = 3,69 \text{ кэВ}) = (1,33 \pm 0,41) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2.$$

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Джелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Bystritsky Vyach. M. et al.

D15-2002-200

Measurement of the Astrophysical S Factor for the dd Reaction at Ultralow Deuteron Collision Energies Using Inverse Z -Pinch

This paper is devoted to measurement of the astrophysical S factor and cross sections of the dd reaction at ultralow deuteron collision energies. Formation of the flow of the accelerated deuterons falling on the CD_2 solid state target was made within the scheme of the inverse Z -pinch. The liner in the initial state was a hollow supersonic deuterium jet with a radius of 15 mm and a length of 20 mm. The experiment was carried out at the high-current accelerator ($I = 950$ kA, $\tau = 80$ ns) at the Institute of High-Current Electronics (Tomsk, Russia). Measurement of the deuteron energy distribution was performed through an analysis of the time distributions of the intensity of the liner radiation (H_α and H_β lines) generated during the liner radial moving from axis. Recording of this radiation was carried out by optical detectors placed along the direction of the liner acceleration from its axis.

The measured value of the astrophysical S factor for the dd reaction at deuteron average collision energy $E_{\text{col}} = 3.69$ keV was equal to $S(E_{\text{col}} = 3.69 \text{ keV}) = (528 \pm 18.1) \text{ keV} \cdot \text{b}$. The dd -reaction cross section calculated using the found value of the S factor and known representation of the reaction cross section as the product of the barrier factor and the astrophysical S factor was

$$\sigma_{dd}^b(E_{\text{col}} = 3.69 \text{ keV}) = (1.33 \pm 0.41) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2.$$

The investigation has been performed at the Dzheleпов Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 24.09.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,94. Уч.-изд. л. 1,16. Тираж 210 экз. Заказ № 53526.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.