ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2019, том 45, № 4, с. 323–334

ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

УДК 533.92

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДА НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАМЕР ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА ОТ РАЗРЯДНОГО ТОКА ДЛЯ ДЕЙТЕРИЕВОГО И ДЕЙТЕРИЙ-ТРИТИЕВОГО НАПОЛНЕНИЙ

© 2019 г. Ю. В. Михайлов[a, *], Б. Д. Лемешко[a], И. А. Прокуратов[a]

[a] Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

*e-mail:bogolubov@vniia.ru

Поступила в редакцию 17.07.2018 г.
После доработки 15.08.2018 г.
Принята к публикации 15.08.2018 г.

Проведено сравнение результатов измерения среднего выхода нейтронного излучения установок плазменного фокуса при дейтериевом и дейтерий-тритиевом наполнениях камер плазменного фокуса. Сравнение проделано для большого набора установок и камер плазменного фокуса мейзеровской и сферической конструкций в диапазоне амплитуды разрядного тока от 200 до 1000 кА. На основе экспериментальных результатов получена зависимость отношения выходов $\xi_{exp} = \langle Y_{\mathrm{DT}} \rangle / \langle Y_{\mathrm{D}} \rangle$ в реакциях D + T и D + D, согласно которой ξ_{exp} при увеличении разрядного тока через камеру плазменного фокуса от 200 до 1000 кА уменьшается от 150 до 110 (примерно в 1.4 раза). Основываясь на пучково-мишенном механизме генерации нейтронов в плазменном фокусе, отношение выходов ξ_{exp} в реакциях D + T и D + D сопоставлено с отношением сечений соответствующих ядерных реакций $\sigma_{\mathrm{DT}}/\sigma_{\mathrm{DD}}$ при разной средней энергии ускоренных ионов. Экспериментальные результаты определения средней энергии ускоренных ионов ~50–70 кэВ по измерениям пространственно-энергетической анизотропии нейтронного излучения позволяют высказать гипотезу, что с увеличением тока через камеру плазменного фокуса происходит увеличение средней эффективной энергии ускоренных ионов D^+ и T^+ в пучке плазмы, формируемом на стадии распада пинча, что обуславливает уменьшение отношения выходов $\xi_{exp} = \langle Y_{\mathrm{DT}} \rangle / \langle Y_{\mathrm{D}} \rangle$ с ростом тока через камеру плазменного фокуса.

DOI: 10.1134/S036729213503007X

1. ВВЕДЕНИЕ

Сильноточные электрофизические установки на основе газоразрядных камер плазменного фокуса (ПФ) являются распространенными источниками импульсного нейтронного излучения. На сегодняшний день они позволяют получать выход нейтронного излучения в диапазоне 10^4–10^{13} нейтр/имп [1–3]. Камера ПФ представляет из себя два соосных металлических электрода, разделенных изолятором, и заполнена газовой смесью. При срабатывании генератора импульсных токов в камере происходит пробой газа по поверхности изолятора, формируется токовоплазменная оболочка (ТПО), которая затем ускоряется вдоль электродов и сжимается на оси в плотный, высокотемпературный пинч. Выход нейтронов в камере ПФ определяется разрядным током, протекающим через электроды камеры в момент пинчевания, а также сортом и давлением рабочего газа. Самым распространенным рабочим газом для генерации нейтронов в камерах ПФ является дейтерий (D), позволяющий реализовать реакцию $D(d, n)^3He$ с генерацией нейтронов с энергией 2.5 МэВ. Для увеличения выхода нейтронов на два порядка используют наполнение камер ПФ дейтерий-тритиевой (DT) смесью с генерацией нейтронов с энергией 14.1 МэВ в результате ядерной реакции $T(d, n)^4He$; увеличение выхода достигается за счет большего сечения реакции [4]. В данной работе представлены результаты измерения среднего выхода нейтронного излучения установок ПФ как для D, так и для DT-наполнений и получены зависимости выхода нейтронов от разрядного тока для обоих типов наполнений.

Зависимость выхода 2.5 МэВ-ных нейтронов от разрядного тока и запасаемой энергии в емкостных накопителях установок ПФ при D-наполнении камер описана в литературе [5, 6]

(скэйлинговая зависимость). Экспериментально установлено, что зависимость выхода нейтронного излучения Y от тока I_p через камеру ПФ в момент пинчевания $Y \sim I_p^k$, где $k = 3–5$. Коэффициент k имеет некоторый разброс значений, который объясняется различными условиями проведения экспериментов и различиями в параметрах установок ПФ. В некоторых работах приводят две зависимости: $Y(I_p)$ и $Y(I)$, где I – амплитуда разрядного тока, – с различными коэффициентами k и k_p соответственно (например, в работе [6] $k = 3.8$, $k_p = 4.5$). Обычно для получения наибольшего выхода установки ПФ работают в согласованном режиме, $I_p \approx I$, поэтому в настоящей работе рассматривается только зависимость $Y(I)$, которая достаточно хорошо изучена для дейтериевого наполнения [5].

Для DT-наполнения камер ПФ в литературе приведено значительно меньше экспериментальных результатов. Тритий является радиоактивным материалом и распадается по реакции $T \rightarrow e^- + \bar{\nu} + {}^3He$ с полупериодом распада 12.3 года. Работа с тритием достаточно сложна, т.к. требует радиационного и дозиметрического контроля, ряда организационно-технических мероприятий для обеспечения безопасного проведения работ. Все это делает эксперименты с камерами ПФ, заполненными DT-смесью, крайне затруднительными. Как правило, в литературе приводят результаты отдельных экспериментов с камерами ПФ, заполненными DT-смесью, в которых регистрируется максимальный выход нейтронного излучения для используемых установок. Например, в работах [3, 7] получен выход 14-ти МэВных нейтронов 1.3×10^{13} (запасенная энергия в емкостном накопителе 135 кДж, ток 1.5 МА).

В камерах ПФ производства ВНИИА для работы с тритием используется газогенератор сорбционного типа, который позволяет работать с DT смесью в герметичных конструкциях камер ПФ, при этом обеспечивается такая же плотность газа, как и в случае DD-наполнения, и равенство числа атомов D и T в смеси. Генератор газа представляет из себя цилиндр из пористого титана с вольфрамовой нитью накала для разогрева титана, закрепленный на катоде камеры ПФ. При изготовлении камеры ПФ производится насыщение газогенератора изотопами водорода. Вакуум в камере поддерживается на уровне $10^{-3}–10^{-4}$ Торр. Перед работой камеры ПФ производят разогрев газогенератора до нужной температуры (более 300°C) и выделяют D или D + T во внутренний объем камеры ПФ. Изменением тока накала можно регулировать давление рабочей смеси в процессе работы. После работы генератор газа остывает и поглощает рабочий газ, в камере восстанавливается исходный вакуум. Данная технология позволила использовать в экспериментах широкий набор камер ПФ с D- и DT-наполнениями.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

В наших экспериментах использован набор лабораторных установок плазменного фокуса (PFD1 – PFD7), обеспечивающих амплитуду разрядного тока в камерах ПФ от 200 до 1100 кА. Основные параметры использованных установок приведены в табл. 1. Они включают в себя емкость конденсаторной батареи C, максимальные запасаемую энергию $E_{\max}$ и амплитуду разрядного тока I (при наибольшем зарядном напряжении 23 кВ). Также в таблице указан параметр $L_{eff} = 2E_{\max}/I^2$ – эффективная индуктивность установки вместе с соответствующей камерой ПФ. Знание L_{eff} позволяет оценить установку ПФ по эффективности преобразования энергии конденсаторной батареи в амплитуду разрядного тока $I = (2E_{\max}/L_{eff})^{1/2}$, протекающего через камеру ПФ.

В составе каждой экспериментальной установки использовались камеры ПФ, обеспечивающие согласованную работу. Параметры камер ПФ на каждой установке тоже приведены в табл. 1. Критерием согласованной работы установки и камеры ПФ является следующее условие: время сжатия ТПО в пинч (время особенности) отличается от четверти периода разряда не более чем на 10%. Внешний вид камер плазменного фокуса показан на рис. 1.

Для регистрации выхода нейтронного излучения использовался прибор СИВН61 [8], принцип работы которого заключается в замедлении быстрых нейтронов до тепловых энергий и активации серебряной фольги с последующей регистрацией β-частиц, возникающих при радиоактивном распаде образовавшихся радионуклидов серебра Ag^{109} и Ag^{110} [9]. СИВН61 позволяет измерять абсолютный выход нейтронного излучения точечного источника и имеет набор сменных детекторов, откалиброванных для регистрации нейтронов с энергиями 2.5 МэВ и 14.1 МэВ. Детекторы располагаются на расстояниях от 150 до 700 мм от пинча, и после регистрации числа распадов активированных ядер серебра на экране блока регистрации высвечивается значение выхода нейтронов в импульсе с абсолютной погрешностью 15%. Значение разрядного тока в момент сжатия ТПО в пинч определяется по показаниям поясов Роговского или высоковольтных щупов, регистрирующих соответственно разрядный ток через токоподводящие кабели и напряжение на конденсаторной батарее.

Таблица 1

Установка	DPF1	DPF2	DPF3	DPF4	DPF5	DPF6	DPF7
C, мкФ	4.4	9	14	18	36	54	144
E_{max}, кДж	1.16	2.38	3.75	4.76	9.55	14.3	38
I, кА	200	278	354	408	660	750	1100
L_{eff}, нГн	58	62	60	57	44	51	63
T, мкс	2.6	3.6	4.6	5.6	6.6	8.2	14.2
τ, мкс	0.7	1.0	1.2	1.4	1.6	2.0	3.6
Камера ПФ	ПФ5	ПФ6	ПФ7	ПФ9	ПФ9	ПФ9	ПФ3
D_a, мм	20	30	30	60	60	60	80
D_c, мм	40	50	50	120	120	120	120

C – емкость конденсаторной батареи, I – амплитуда разрядного тока, L_{eff} – эффективная индуктивность установки с камерой ПФ, T – период разряда, τ – время “особенности” (время сжатия ТПО в пинч), D_a – диаметр анода камеры ПФ, D_c – диаметр катода камеры ПФ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости среднего выхода нейтронов $\langle Y \rangle$ от амплитуды разрядного тока I для двух типов камер: генератор раза насыщен дейтерием, либо генератор газа насыщен дейтерий-тритиевой смесью. На всех установках ПФ работа проводилась в согласованном режиме. Каждая точка на рис. 2а, 2б соответствует 10–30 срабатываниям установки ПФ в одинаковом режиме работы. То, что одному значению амплитуды разрядного тока отвечают несколько экспериментальных точек, объясняется, во-первых, выполнением экспериментов на одной камере ПФ в одинаковых условиях с интервалом времени от месяца до 3–6 месяцев. Во-вторых, проведением экспериментов на разных установках и камерах ПФ с совпадающей амплитудой разрядного тока в эксперименте (например, DPF5 при $U = 18$ кВ и DPF6 при $U = 15$ кВ обеспечивают $I = (500 \pm 30)$ кА). При этом на рис. 2 специально не делалось разбиение результатов по типам используемых камер и установок для возможности обобщения экспериментальных результатов.

Полученные зависимости $\langle Y \rangle$ от I аппроксимируются степенной функцией с достоверностью аппроксимации $R^2_{\mathrm{D}} = 0.96$, $R^2_{\mathrm{DT}} = 0.87$ для D и DT наполнений соответственно. Из уравнений степенной зависимости $\langle Y \rangle(I)$ видно, что коэффициент k имеет довольно близкие значения для двух наполнений: для D наполнения $k_{\mathrm{D}} = 3.78$, для DT наполнения $k_{\mathrm{DT}} = 3.60$.

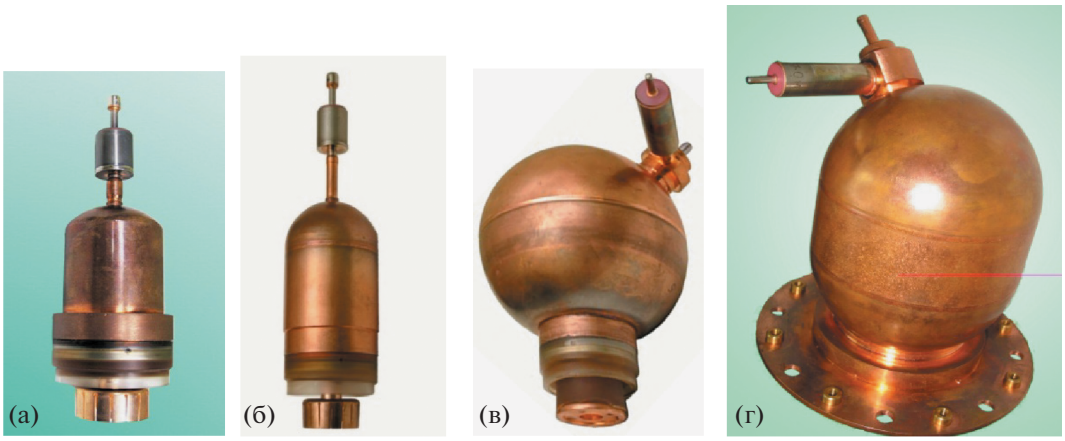

Рис. 1. (в цвете онлайн) Внешний вид камер ПФ: а) – камера типа ПФ5 мейзеровской конструкции; б) – камеры типа ПФ6, ПФ7 мейзеровской конструкции; в) – камеры типа ПФ9 сферической конструкции; г) – камера типа ПФ3 сферической конструкции.

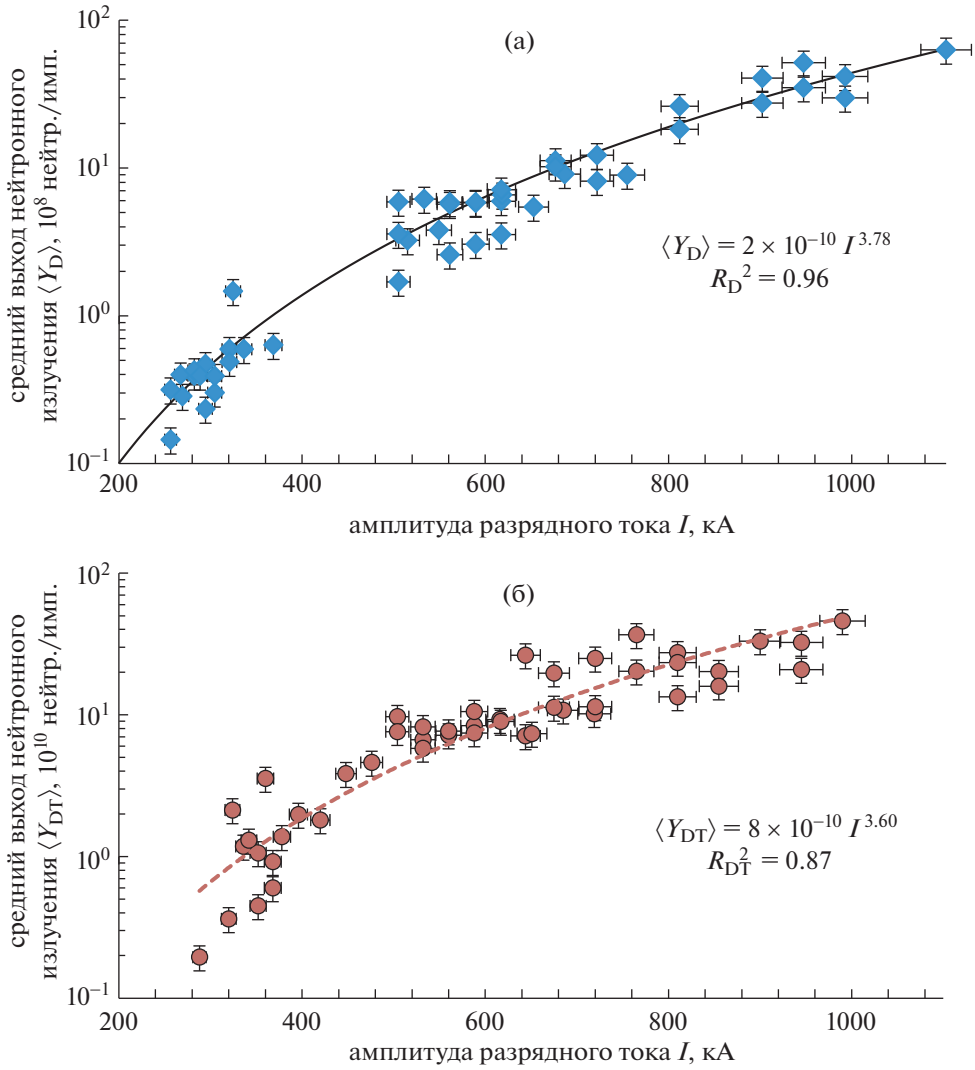

Рис. 2. Экспериментальные зависимости среднего выхода нейтронов от амплитуды разрядного тока I для: а) – дейтериевого и б) – дейтерий-тритиевого наполнений.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученная зависимость для дейтериевого наполнения камер достаточно хорошо согласуется с литературными данными нейтронного выхода на различных установках ПФ. В табл. 2 приведен перечень проанализированных установок ПФ для построения скейлинговой зависимости по литературным данным. Установки выстроены в таблице в порядке увеличения амплитуды разрядного тока. Для некоторых установок для одного значения I в литературе указаны несколько значений выхода нейтронов. Также на установках в разных экспериментах варьировалось зарядное напряжение, что приводит к нескольким значениям I и Y. Для анализа использованы все приведенные в табл. 2 значения. На рис. 3 проведено сравнение экспериментальной зависимости $\langle Y_D \rangle$ от I, полученной на установках ВНИИА – кривая *1*, с литературными данными табл. 2 (кривая *2*). Кривая *2* демонстрирует известный в литературе [10] эффект насыщения выхода нейтронов при значениях I, превышающих 1.0–1.2 МА. С увеличением тока I нейтронный выход не превышает значений $\approx 10^{11}$ нейтр./имп. За счет данного эффекта коэффициент k_2 скейлингового соотношения $Y_D(I)$, построенного по точкам кривой *2*, имеет значение 3.23.

В табл. 2 отдельным столбцом вынесен параметр L_{eff}, по которому можно оценить эффективность работы установок ПФ. Для установок ВНИИА значение L_{eff} лежит в диапазоне 40–70 нГн, что, по мнению авторов, свидетельствует о высокой эффективности установок. Для неко-

Таблица 2

Установка	E, кДж	I_0, кА	Y, нейтр/имп	L_{eff}, нГн
ODAK-3K [11]	2.8	39	3.3×10^5	3680
Nanofocus [12]	0.125	64	$1 \times 10^6/1 \times 10^5/4 \times 10^6$	61
FMPF-1 [13]	0.25	80	1.15×10^6	74
FMPF-2 [13]	0.25	80	6.5×10^6	74
3,3 kJ PF [14]	3.375	150	5×10^7	300
SBUPF1 [15]	2.50	115	3.7×10^7	375
PF-400J [16]	0.32	120	$5.1 \times 10^5/3.4 \times 10^5$	44
HUPF [17]	4.1	183	$6.7 \times 10^7/1.1 \times 10^8/1.6 \times 10^8/1.2 \times 10^8/1.4 \times 10^8/1.1 \times 10^8$	244
PF I [18]	1.15	135	6.5×10^7	126
PF II [18]	0.58	190	1.5×10^8	32
PF III [18]	0.8	190	6×10^6	44
UNU/ICTP PFF [19]	3.9	200	$2 \times 10^7/1.5 \times 10^8/3.5 \times 10^8$	195
NIE-SSC-PFF [20]	3.15	200	1×10^8	158
Mumbai-1 [21]	2	200	7.2×10^7	100
APF [22]	2.95	204	2.3×10^8	142
	3.6	225	2.3×10^8	142
NX2 [23]	1.98	209	$2.5 \times 10^7/1 \times 10^8$	91
DPF-2,2 kJ [24]	2.2	230	$5.1 \times 10^7/2 \times 10^8/8.1 \times 10^6$	83
PACO [25]	2	250	$1.3 \times 10^8/1.6 \times 10^8/4.5 \times 10^7$	64
FN II [26]	4.8	350	$1.8 \times 10^8/1.1 \times 10^8/1.3 \times 10^8/2.3 \times 10^8/1.8 \times 10^8/8.5 \times 10^7$	78
GN1 [27]	4.7	357	2.1×10^8	74
DPF-40 [28]	18	380	$2.9 \times 10^8/5.1 \times 10^8$	249
Mar del Plata PF [28]	5.7	450	1.2×10^8	56
VNIIEF small PF [29]	13	470	$2 \times 10^9/3 \times 10^9/4 \times 10^9$	118
Bernard Long PF [30]	27	600	1.5×10^9	150
Lee device [31]	30	600	1.5×10^9	167
Shahad PF [32, 33]	90	710	$2.2 \times 10^9/3.2 \times 10^8/2 \times 10^9/7 \times 10^8/4 \times 10^8$	287
DENA [34]	37	1150	$5 \times 10^8/2.4 \times 10^9$	55
	47	1300	$5 \times 10^8/3 \times 10^9$	56
FF-1 [35]	76	1200	$1.6 \times 10^{11}/9 \times 10^{10}/2.5 \times 10^{11}/1.5 \times 10^{11}/1.9 \times 10^{11}/1 \times 10^{11}$	105
Bernard Short [30]	96	1500	3×10^{10}	85
Nevada 1 MJ DPF [36]	300	1600	$6.41 \times 10^{10}/5.5 \times 10^{10}/7.4 \times 10^{10}/1.2 \times 10^{10}$	235
PF-360 [37]	130	1850	$2.4 \times 10^{10}/3.4 \times 10^{10}$	76
Tallboy [30]	270	2300	3.5×10^{11}	102
SPEED2 [38]	67	2400	2×10^{10}	23
POSEIDON [39]	280	4100	$5 \times 10^{10}/8 \times 10^{10}$	33

Таблица 2. Окончание

Установка	E, кДж	I_0, кА	Y, нейтр/имп	L_{eff}, нГн
PF-1000 [40, 41]	457	1350	2.5×10^{10}	300–500
	474	1375	3×10^{10}	
	513	1430	6×10^{10}	
	550	1480	1.1×10^{11}	
	725	1700	$5 \times 10^{10}/1.2 \times 10^{11}/1.4 \times 10^{11}$	
	767	1750	2×10^{10}	
	795	1780	6×10^{10}	
	906	1900	5×10^{10}	
	954	1950	6×10^{10}	
	1054	2050	$1 \times 10^{11}/1.5 \times 10^{11}$	
	1133	2125	2×10^{11}	
	1328	2300	2×10^{11}	
	1476	2425	2.5×10^{11}	

торых других установок (из табл. 2) величина L_{eff} составляет сотни нГн, что говорит о неоптимальной конструкции установок. Привлечение L_{eff} требуется ввиду наблюдавшейся экспериментально разницы в выходе нейтронного излучения (~1.5–2 раза) на установках ПФ с одинаковым значением I и существенно различными значениями E_{max}, которая может объясняться изменением особенностей развития пинчевого образования при изменении E_{max}, T и геометрии камер ПФ. В

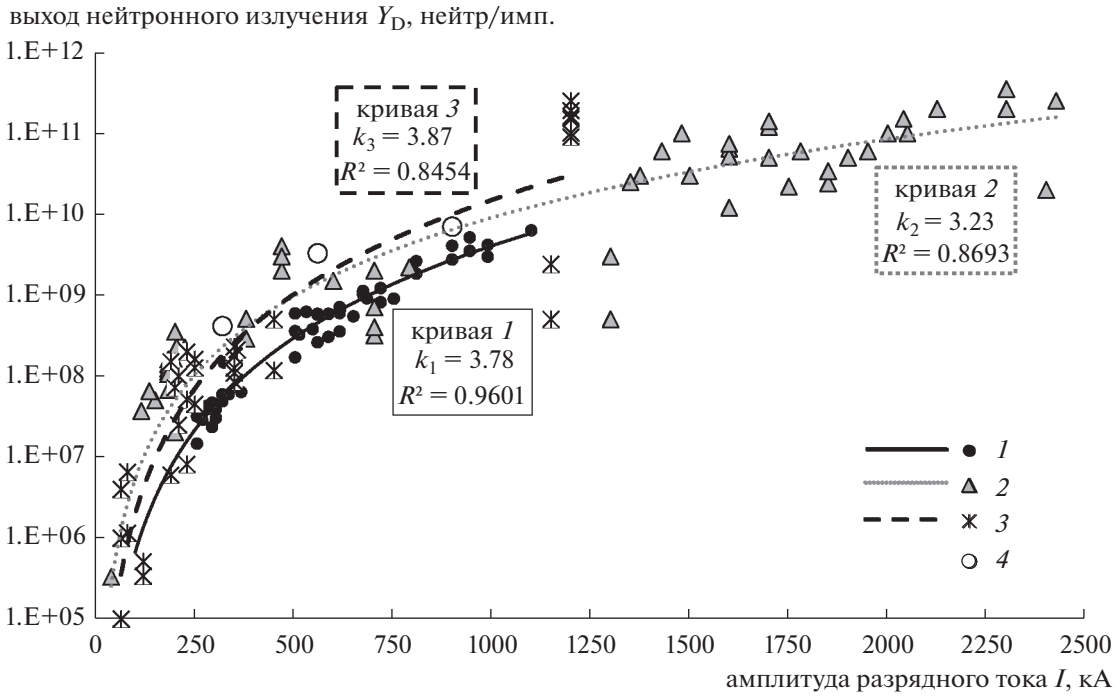

Рис. 3. Сравнение зависимостей $Y_D(I)$ для D-наполнения: кривая *1* – эксперимент (указаны средние значения $\langle Y_D \rangle$); *2* – литературные данные; *3* – литературные данные для амплитуды разрядного тока $I < 1100$ кА и $L_{eff} < 110$ нГн; точки *4* – максимальные значения $Y_{D\,max}$, достигнутые на экспериментальных установках ВНИИА.

целом вопрос связи $E_{\max}$ и I для установок ПФ с точки зрения генерации максимального выхода нейтронов требует более детального изучения и не рассматривается в рамках данной статьи. Отдельно проведено сравнение экспериментальных данных ВНИИА (кривая *1*) с зависимостью $Y(I)$ только для установок ПФ из табл. 2 со значением $L_{eff} < 110$ нГн – кривая *3* рис. 3. Поскольку токи установок ВНИИА лежат в диапазоне до 1.1 МА, проведено сравнение зависимостей $Y(I)$, кривые *1* и *3* рис. 3, именно в этом диапазоне. Полученное значение коэффициента $k_3 = 3.87$ для кривой *3* в степенной зависимости $Y_{\mathrm{D}} \sim I^k$ близко к значению $k_1 = 3.78$ для кривой *1* (разница менее 3%). Можно сделать заключение, что значение коэффициента $k \approx 3.8$ является уточненным значением для скейлингового соотношения $Y(I)$ для диапазона I от 200 до 1000 кА установок ПФ с достаточно эффективной системой преобразования энергии конденсаторной батареи в разрядный ток через камеру ПФ.

Отдельно стоит отметить общее превышение $Y(I)$, построенных по литературным данным (кривые *2*, *3* рис. 3), над экспериментальной зависимостью, полученной во ВНИИА (кривая *1* рис. 3). Это объясняется следующим: для построения кривой *1* использовались средние значения выхода нейтронов, полученные по 10–30 срабатываниям. В табл. 2 для некоторых установок приведены последовательные значения выхода нейтронов при нескольких срабатываниях, например, подробные данные имеются по установке ПФ-1000. Более того, в некоторых работах приводится только одно максимальное экспериментальное значение нейтронного выхода без указания количества срабатываний и разброса значений. Поэтому максимальные зарегистрированные значения выхода нейтронного излучения превышают усредненные значения. На рис. 3 нанесены максимальные значения Y (точки *4*), полученные в экспериментах для некоторых установок ВНИИА.

Существующие способы увеличения нейтронного выхода установок ПФ, например, введение примесей тяжелых газов в дейтериевое наполнение камер ПФ [32] или введение специальной проточки вблизи изолятора, обостряющей электрическое поле на этапе пробоя и формирования ТПО [42], в настоящей статье не рассматриваются, поскольку большая часть имеющихся экспериментальных данных получена без использования данных способов. К тому же отсутствует ясный, полностью описанный математически и физически механизм влияния этих способов на Y, который позволил бы распространить возможность увеличения Y на установки ПФ разных типов и широкого диапазона разрядных токов. При этом увеличение Y относительно небольшое (как правило, в 1.5–2 раза), хотя на отдельных установках ПФ удается увеличить выход нейтронного излучения на порядок [32].

Далее будем иметь дело с коэффициентами $k_{\mathrm{D}} = 3.78$ и $k_{\mathrm{DT}} = 3.60$, вычисленными на основе экспериментальных значений выхода нейтронов Y при D- и DT-наполнениях (рис. 2а,б) для установок ВНИИА.

Можно выразить отношение ξ_{exp} средних выходов нейтронов для DT- и D-наполнений для разных установок ПФ ВНИИА как функцию разрядного тока в момент особенности:

$$\xi_{exp}(I) = \frac{\langle Y_{\mathrm{DT}} \rangle}{\langle Y_{\mathrm{D}} \rangle} = \frac{8\times10^{-10} I^{3.60}(\text{кА})}{2\times10^{-10} I^{3.78}(\text{кА})} = 4I^{-0.186}.$$

На рис. 4 показана зависимость $\xi_{exp}(I)$. Видно, что при увеличении разрядного тока установки ПФ значение ξ_{exp} уменьшается. При относительно малых токах I (несколько сотен кА) отношение выходов нейтронов в реакциях D + T и D + D практически в 1.5 раза больше, чем при токах через камеру 900–1000 кА.

Разницу в значениях ξ_{exp} при разных значениях I можно объяснить, исходя из пучково-мишенного механизма генерации нейтронного излучения в пинче ПФ. В результате развития неустойчивостей (типа $m = 0$ [43, 44], типа $m = 1$ [45], неустойчивости на нижней гибридной частоте [46] и других) в пинчевом образовании возникают области аномального сопротивления с омическим сопротивлением плазмы до единиц Ом. Появление аномального сопротивления приводит к резкому спаду тока в области неустойчивости, то есть к возникновению больших значений dI/dt. Поскольку ток не может изменяться скачком, то возникает э.д.с. индукции (вплоть до сотен кВ/см), препятствующая спаду тока, ускоряющая электроны в сторону анода, а ионы – в сторону катода. Электроны при торможении рождают жесткое рентгеновское излучение с энергией до 200–300 кэВ [47]. Генерация нейтронного излучения происходит при столкновении ускоренного иона дейтерия (или трития) с ионом трития (или дейтерия), находящимся на пути движения ускоренного иона. Выход нейтронов Y в результате столкновений можно определить как

$$Y = n_a n_0 \sigma v V t,$$

где n_a – плотность ускоренных ионов в пучке, n_0 – плотность неподвижных ионов, σ – сечение взаимодействия, $v = (2E/m)^{1/2}$ – скорость ускоренных ионов массы m с энергией E, V – объем взаимодействия, t – время взаимодействия.

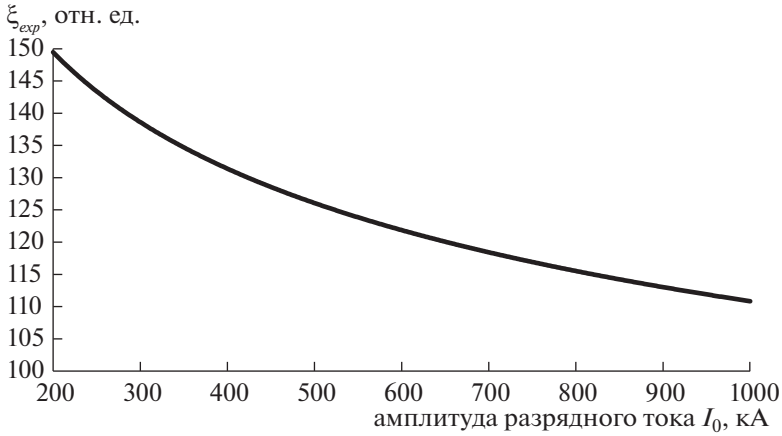

Рис. 4. Зависимость отношения средних выходов нейтронного излучения при D- и DT-наполнениях, ξ_{exp}, от амплитуды разрядного тока I_0.

Выходы нейтронного излучения при дейтериевом Y_D и дейтерий-тритиевом Y_{DT} наполнениях камеры ПФ даются формулами

$$Y_D = n_a n_0 \sigma_{DD} \sqrt{\frac{2m_D}{E}} Vt,$$

$$Y_{DT} = \frac{n_a}{2} n_0 \sigma_{DT} \left(\sqrt{\frac{2m_D}{E}} + \sqrt{\frac{2m_T}{E}} \right) Vt,$$

где m_D и m_T – массы ионов дейтерия и трития. Для DT-наполнения предположено, что в пинче под действием ускоряющей э.д.с. в пучок ускоренных ионов захватывается равное число ионов D (n_{Da}) и ионов T (n_{Ta}), как и равное число ионов D (n_{D0}) и T (n_{T0}) стоит у них на пути. Поэтому в формуле для Y_{DT} фигурируют просто n_a и n_0 (столкновения D + D и T + T не рассматриваются, сечения этих реакций значительно меньше, чем в случае D + + T). Этот и ряд других факторов могут также влиять на разницу в выходе нейтронного излучения, однако требуют тщательного теоретического рассмотрения. Отношение ξ выходов нейтронов при D- и DT-наполнениях будет

$$\xi = \frac{Y_{DT}}{Y_D} = \frac{\sigma_{DT}}{2\sigma_{DD}} \left(1 + \sqrt{\frac{m_T}{m_D}} \right) \approx 1.11 \frac{\sigma_{DT}}{\sigma_{DD}}.$$

Исходя из экспериментальных данных, значение ξ лежит в диапазоне от 150 до 110 при амплитуде разрядных токов через камеру ПФ от 200 кА до 1000 кА. Тогда из приведенного выше соотношения следует, что отношение сечений реакций D + T и D + D σ_{DT}/σ_{DD} должно лежать в диапазоне от 135 до 100. Отношение сечений реакций σ_{DD}/σ_{DT} для разных энергий ионов (на основе литературных данных) показано на рис. 5, из которого видно, что значению $\sigma_{DT}/\sigma_{DD} = 135$ соответствуют два значения энергии ускоренных ионов: 52 кэВ и 38 кэВ (величине же $\sigma_{DT}/\sigma_{DD} = 100$ соответствуют энергии 67 кэВ и 28 кэВ). Таким образом, делается предположение, что изменение ξ_{exp} связано с изменением отношения σ_{DT}/σ_{DD} за счет изменения энергии пучка ускоренных ионов в пинче.

Энергию ускоренных ионов можно оценить по параметрам нейтронного излучения камер ПФ. В зависимости от энергии налетающего иона, значение энергии вылетевшего нейтрона будет отличаться от значений 2.45 МэВ и 14.08 МэВ для D + D- и D + T-реакций при нулевой энергии налетающего иона. Для пояснения запишем значения выделяющейся энергии Q для D + D- и D + T-реакций, которое выводится из законов сохранения энергии и импульса системы двух взаимодействующих ядер согласно пучково-мишенному механизму генерации нейтронов [48]

$$Q_{D+D} = \frac{4}{3} E_n - \frac{1}{3} E_D - 2\sqrt{\frac{2E_n E_D}{3}} \cos\theta = 3.27 \text{ МэВ},$$

$$Q_{D+T} = \frac{5}{4} E_n - \frac{1}{2} E_D - \sqrt{\frac{1}{2} E_n E_D} \cos\theta = 17.6 \text{ МэВ},$$

где E_D – кинетическая энергия налетающего дейтона, E_n – энергия нейтрона, θ – угол, под которым вылетает нейтрон относительно направления движения ускоренного иона.

На пороге протекания реакций, то есть при энергии налетающих дейтронов, близкой к нулю, для D + D-реакции энергия нейтронов $E_n = (3/4)Q = 2.45$ МэВ, а в случае реакции D + T будет $E_n = (4/5)Q = 14.08$ МэВ. При увеличении энергии налетающего дейтрона энергия нейтронов, генерируемых в переднюю полусферу для углов $\theta \le 90°$, увеличивается, а для углов вылета нейтронов 90°–180° к оси движения уменьшается.

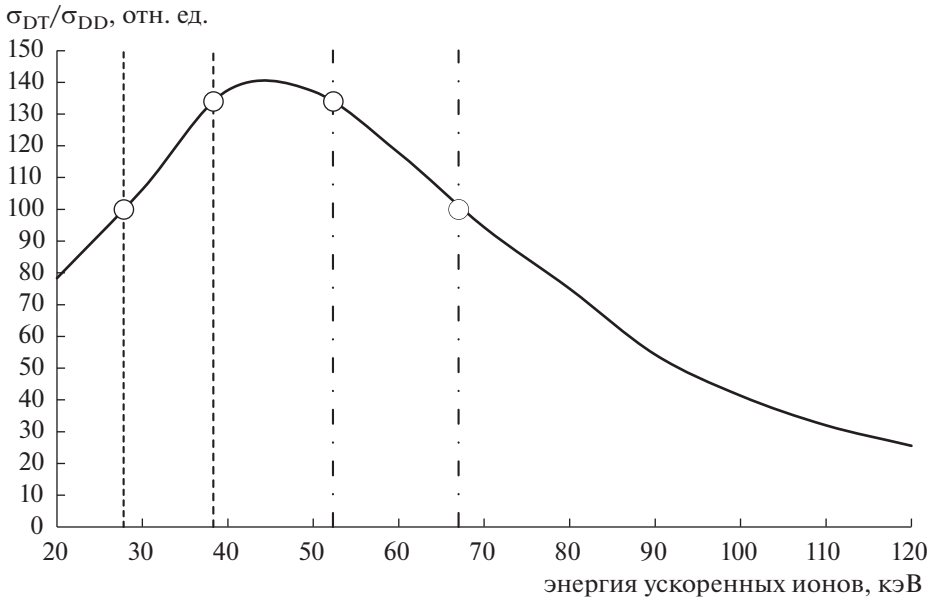

Рис. 5. Зависимость отношения сечений реакций D + T и D + D от энергии ускоренных ионов.

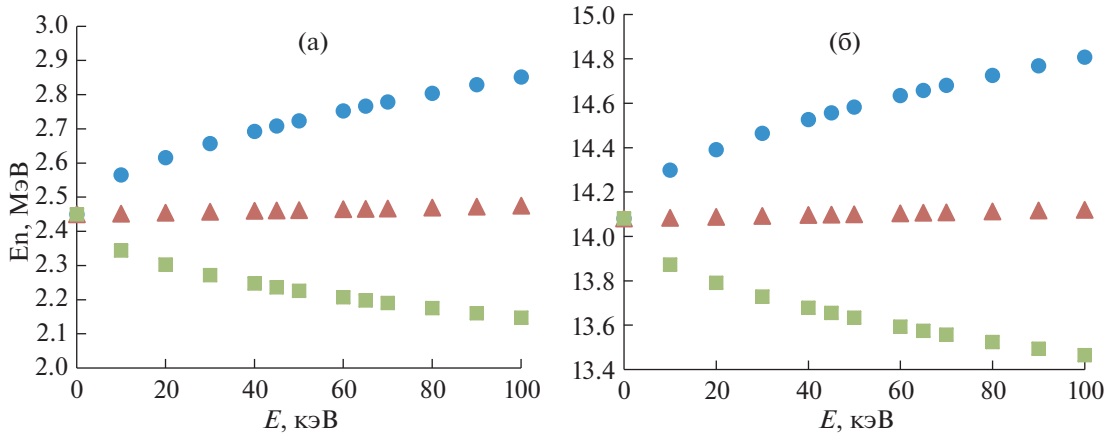

Рис. 6. Графики зависимости энергии генерируемых нейтронов от энергии налетающих ионов для реакций: а) – D(d, n)^{3}He; б) – T(d, n)^{4}He. Регистрация нейтронов под углом к оси: круги – 0 градусов, треугольники – 90 градусов, квадраты – 180 градусов.

В случае тонкой мишени в каждом направлении распространяется моноэнергетическая группа нейтронов. Вперед (угол $\theta = 0°$) энергия $E_n(0)$ наибольшая, в направлении 90° энергия $E_n(90)$ меньше, чем $E_n(0)$, а назад, т.е. для угла 180°, $E_n(180)$ еще меньше. Таблицы значений E_n для разных значений угла вылета θ и энергий налетающих дейтронов E_D имеются в работе [49]. Приведем графики зависимости энергии генерируемых нейтронов E_n от энергии налетающих ионов E_D, рассчитанные по приведенным выше формулам Q_{D+D} и Q_{D+T} – рис. 6.

Для определения энергии ускоренных ионов, вылетающих из пинча ПФ, по графикам рис. 6 необходимо провести экспериментальное измерение энергии нейтронного излучения под разными углами относительно аксиальной оси камеры плазменного фокуса. Такого рода эксперименты реализуются путем использования нескольких быстродействующих детекторов, как правило сцинтилляционных, расположенных под разными углами к камере ПФ при срабатываниях. В данной статье мы не будем останавливаться на технике проведения экспериментов,

описанной, например, в [16], а перейдем сразу к результатам.

В работе [16] проведено косвенное измерение энергии D – D-нейтронов при амплитуде разрядного тока $I_0 = 120$ кА под углами 0° и 90°. Данным углам соответствуют рассчитанные средние энергии нейтронов (2.8 ± 0.5) МэВ и (2.4 ± 0.2) МэВ. Среднее значение 2.84 МэВ отвечает энергии ускоренных ионов ≈90 кэВ, однако при такой большой погрешности, на уровне 18%, энергия ускоренных ионов может лежать в диапазоне от нуля до нескольких сотен кэВ. Во ВНИИА подобные эксперименты выполнены на установке DPF1 при DT-наполнении, значение $I_0 = 200$ кА [50]. Измерения проделаны под углами 0°, 90° и 150°, и определены энергии нейтронов (14.6 ± ± 0.1) МэВ, (14.0 ± 0.1) МэВ и (13.7 ± 0.1) МэВ соответственно. Погрешность на уровне 0.1 МэВ достигнута благодаря использованию высокоскоростных сцинтилляционных детекторов с временным разрешением ≈1 нс. Из рис. 6б видно, что для 0° измеренное значение энергии нейтронов соответствует энергии $E = (55 \pm 20)$ кэВ. Если рассчитать энергию нейтронов по формуле для Q_{D+T} для угла 150°, то значение (13.7 ± 0.1) МэВ соответствует энергии $E = (55 \pm 25)$ кэВ. Значение энергии для угла 90° соответствует ожидаемому расчетному результату и может свидетельствовать о достоверности результатов проведенного эксперимента.

Экспериментальные результаты определения средней энергии ускоренных ионов ~50–70 кэВ, по измерениям пространственно-энергетической анизотропии нейтронного излучения, позволяют высказать гипотезу, что с увеличением тока через камеру ПФ происходит увеличение средней эффективной энергии ускоренных ионов D^+ и T^+ в пучке плазмы, формируемом на стадии распада пинча, что обуславливает уменьшение отношение выходов $\xi_{exp} = \langle Y_{DT} \rangle / \langle Y_D \rangle$ с ростом тока через камеру ПФ.

Таким образом, наличие зависимости $\xi(I)$ можно объяснить различной энергией ускоренных ионов присутствующих в пинче и участвующих в ядерных реакциях генерации нейтронов, при разных значениях I. Эти соображения позволяют сделать заключение, что энергия ускоренных ионов составляет 50–60 кэВ. С учетом экспериментальной зависимости $\xi_{exp}(I)$ можно сделать заключение, что при увеличении разрядного тока от 200 до 1000 кА средняя энергия ионов увеличивается с 52 до 67 кэВ. Ряд авторов сходятся во мнении, что средняя кинетическая энергия ускоренных ионов и электронов лежит в области 50–100 кэВ [51–53].

В целом видно, что по измерению энергии генерируемых нейтронов в ПФ можно изучать процессы, происходящие внутри пинча. В данной работе описано косвенное измерение средней энергии ускоренных ионов, появляющихся на стадии распада пинчевого образования. Количество проведенных экспериментов и их точность пока что не позволили достоверно подтвердить или опровергнуть разницу в энергиях ускоренных ионов при различных значениях I. Однако намечено дальнейшее направление экспериментальных исследований при D- и DT-наполнениях, которое планируется реализовать в ближайшее время.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены экспериментально полученные скейлинговые зависимости выхода нейтронного излучения Y от амплитуды разрядного тока I, протекающего через камеру ПФ, для D и DT-наполнений – с коэффициентами скейлинговой зависимости $k_D \approx 3.8$ и $k_{DT} = 3.6$ соответственно. Показано хорошее совпадение экспериментальной зависимости $Y_D(I)$ с зависимостью по литературным данным в диапазоне разрядных токов 200–1000 кА при рассмотрении установок ПФ с хорошей эффективностью передачи запасенной энергии в амплитуду разрядного тока ($L_{eff} < 110$ нГн). Без отбора по L_{eff} литературная зависимость $Y_D(I)$ имеет меньший коэффициент скейлинга, равный ≈3.2.

Показано, что при увеличении тока I через камеру ПФ с 200 кА до 1000 кА увеличение выхода нейтронов при генерации 14 МэВ-ных нейтронов по отношению к 2.5 МэВ-ным, $\xi_{exp} = \langle Y_{DT} \rangle / \langle Y_D \rangle$, снижается с 150 до 110. Данное снижение связывается с увеличением средней эффективной энергии ускоренных ионов с 52 кэВ до 67 кэВ и объясняется через пучково-мишенный механизм генерации нейтронов в пинче ПФ. Результаты измерения анизотропии нейтронного излучения связываются с энергией ускоренных ионов. Согласно экспериментальным данным средняя энергия ускоренных ионов на установке с током 200 кА и DT-наполнением камеры ПФ составляет (55 ± 25) кэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Soto L., Pavez C., Moreno J., Pedreros J., Altamirano L.* // J. Physics: Conf. Series. 2014. V. 511. P. 1. doi 10.1088/1742-6596/511/1/012032
2. *Tarifeno-Saldivia A., Soto L.* // J. Physics: Conf. Ser. 2014. V. 511. P. 3. doi 10.1088/1742-6596/511/1/012029
3. *Завьялов Н.В., Маслов В.В., Румянцев В.Г., Дроздов И.Ю., Ершов Д.А., Коркин Д.С., Млодцев Д.А., Смердов В.И., Фалин А.П., Юхимчук А.А.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 368. doi 10.7868/S0367292112120074
4. *Lemeshko B.D., Dulatov A.K., Mikhailov Yu.V., Prokuratov I.A., Selifanov A.N., Fatiev T.S., Andreev V.G.* //

Matter and Radiation at Extremes. 2017. V. 2. № 6. P. 301. doi 10.1016/j.mre.2017.08.001

5. *Saw S.H., Lee S.* // Energy and Power Engineering. 2010. P. 65. doi 10.4236/epe.2010.21010
6. *Sadowski M.J., Sholz M.* // Nukleonika. 2002. V. 1. P. 31.
7. *Басманов В.Ф., Будников Д.В., Гарни А.В., Дроздов И.Ю., Ершов Д.А., Коркин Д.С., Макеев Н.Г., Маслов В.В., Молодцев Д.А., Москвин Н.И., Назаренко С.Т., Петрушин О.Н., Румянцев В.Г., Фалин А.П., Юхневич В.А.* // ПТЭ. 2014. Т. 2. С. 43. doi 10.7868/S0032816214010297
8. All-Russia Research Institute of Automatics (VNIIA) url: www.vniia.ru/eng/production/neitronnie-generatory/izmerenie-potoka-neitronov/tpivn61-tpivn111/tpivn61-i-tpivn111.php
9. *Audi G., Bersillon O., Blachot J., Wapstra A.H.* // Nucl. Physics A. 2003. V. 729. № 1. P. 3. doi 10.1016/j.nuclphysa.2003.11.001
10. *Lee S.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 3. doi 10.1063/1.3246159
11. *Akgun Y., Bolukdemir A.S., Kurt E., Oncu T., Alacakir A.* // Plasma devices and operations. 2009. V. 17. № 4. P. 292. doi 10.1080/10519990903151517
12. *Milanese M., Moroso R., Pouzo J.* // Eur. Phys. J. 2003. V. 27. P. 77. doi 10.1140/epjd/e2003-00247-9
13. *Verma R., Rawat R.S., Lee P., Springham S.V., Tan T.L., Krishnan M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 1. doi 10.1088/0022-3727/42/23/235203
14. *Lee S., Tou T.Y., Moo S.P., Eissa M.A., Gholap A.V., Kwek K.H., Mulyodrono S., Smith A.J., Suryadi, Usada W., Zakaullah M.* // Am. J. Phys. 1988. V. 56. № 1. P. 62. doi 10.1119/1.15433
15. *Moghadam S.R., Davani F.A.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. 073301. doi 10.1063/1.3458010
16. *Moreno J., Veloso F., Pavez C., Tarifeno-Saldivia A., Klir D., Soto L.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. 035008. doi 10.1088/0741-3335/57/3/035008
17. *Woo H.-J., Chung K.-S., Lee M.-J.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 1095. doi 10.1088/0741-3335/46/7/009
18. *Zakaullah M., Waheed A., Ahmad S., Zeb S., Hussain S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2003. V. 12. P. 443. doi 10.1088/0963-0252/12/3/320
19. *Karami F., Roshan M.V., Habibi M., Asadnejad R., Lee P., Saw S.H., Lee S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2015. V. 43. P. 2155. doi 10.1109/TPS.2015.2440335
20. *Rafique M.S.* Compression dynamics and radiation emission from a deuterium plasma focus. PhD thesis. Nanyang: National Institute of Education Nanyang Technological University, 2000.
21. *Дубинов А.Е., Сенилов Л.А.* Исследования на плазменных фокусах в развивающихся странах. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013.
22. *Baghdadi R., Amrollahi R., Habibi M., Etaati G.R.* // J. Fusion Energy. 2011. V. 30. P. 72. doi 10.1007/s10894-010-9347-2
23. *Roshan M.V., Rawat R.S., Talebitaher A., Lee P., Springham S.V.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. 053301. doi 10.1063/1.3133189
24. *Guo Zh.G., Han M., Wang* // IEEE 13th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Nagaoka, Japan, 2000. PA-071.
25. *Castillo F., Herrera J.J.E., Rangel J., Milanese M., Moroso R., Pouzo J., Golzarri J.I., Espinosa G.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. 289. doi 10.1088/0741-3335/45/3/309
26. *Singh A., Lee S., Saw S.H.* // Int. J. Modern Phys.: Conf. Series. 2014. V. 32. 1460325. doi 10.1142/S2010194514603251
27. *Lu M.-F., Yang T.-C., Han M., Yang S.-Z.* // Proc. 11th Int. Conf. High-Power Particle Beams, Prague, Czech Republic, 1996. V. II. P. 578.
28. *Bruzzone H., Acuna H., Clausse A.* // Braz. J. Phys. 2008. V. 38. № 1. P. 117. doi 10.1590/S0103-97332008000100022
29. *Аблесимов В.Е., Долин Ю.Н., Пашко О.В., Цибиков З.С.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 396.
30. *Kueny C.S., Flicker D.G., Rose D.V.* // Sandia Report SAND2009-6373, 2009. P. 28.
31. *Ong S.T., Chaudhary K., Ali J., Lee S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2014. V. 56. 075001. doi 10.1088/0741-3335/56/7/075001
32. *Mohammadi M.A., Sobhanian S., Rawat R.S.* // Phys. Lett. A. 2011. V. 375. P. 3002. doi 10.1016/j.physleta.2011.06.025
33. *Sobhanian S., Mohammadi M.A., Golalikhani M., Moslehi-Fard M., Khorram S.* // Publ. Astron. Obs. Belgrade. 2010. V. 89. P. 359.
34. *Babazadeh A.R., Roshan M.V., Habibi H., Nasiry A., Memarzadeh M., Banoushi A., Lamehi M., Sadat Kiai S.M.* // Braz. J. Phys. 2002. V. 32. № 1. P. 89. doi 10.1590/S0103-97332002000100017
35. *Lerner E.J., Hassan S.M., Karamitsos I., von Roessel F.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. 102708. doi 10.1063/1.4989859
36. *Link A., Halvorson C., Hagen E.C., Rose D.V., Welch D.R., Schmidt A.* // AIP Conf. Proc. 2014. V. 1639. № 1. P. 23. doi 10.1063/1.4904768
37. *Zebrowski J., Sadowski M.J., Czaus K., Paduch M., Tomaszewski K.* // Czech. J. Phys. 2004. V. 54. P. 643. doi 10.1023/B:CJOP.0000029693.84316.80
38. *Soto L., Pavez C., Moreno J., Cardenas M., Tarifeno A., Silva P., Zambra M., Huerta L., Tenreiro C., Giordano J.L., Lagos M., Retamal C., Escobar R., Ramos J., Altamirano L.* // Phys. Scripta. 2008. V. T131. 013031. doi 10.1088/0031-8949/2008/T131/014031
39. *Schmidt H.* // Joint ICTP-IAEA Workshop on Dense Magnetized Plasma and Plasma Diagnostics, Trieste, Italy, 2010. Paper 2168-4.
40. *Craciunescu T., Curuia M., Gherendi M., Jednorog S., Paduch M., Prokopowicz R., Scholz M., Soare S., Zoita V.* // Romanian Rep. in Physics. 2015. V. 67. P. 1061.
41. *Scholz M., Bieńkowska B., Ivanova-Stanik I.M., Karpiński L., Kasperczuk A., Miklaszewski R., Paduch M., Pisarczyk T., Tomaszewski K., Zielińska E., Kravarik J., Kubes P., Banaszak A., Jakubowski L., Sadowski M., Szydłowski A., Schmidt H., Vituli S.* // Vacuum. 2004. V. 76. № 2. P. 361. doi 10.1016/j.vacuum.2004.07.041

42. *Андреев Д.А., Дулатов А.К., Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Прокуратов И.А., Селифанов А.Н.* Плазменный источник проникающего излучения. Патент РФ на полезную модель № 141449. Заявка № 2014108096. 2014.
43. *Yousefi H.R., Mohanty S.R., Nakada Y., Ito H., Masugata K.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. 114506. doi 10.1063/1.2388961
44. *Ryutov D.D., Derzon M.S., Matzen M.K.* // Sandia National Laboratory, 1998. SAND98-1632.
45. *Rafique M.S., Lee P., Patran A., Rawat R.S., Lee S.* // J. Fusion Energy. 2010. V. 29. P. 295. doi 10.1007/s10894-010-9276-0
46. *Арцимович Л.А.* Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1973.
47. *Gullickson R.L., Barlett R.H.* X-ray analysis for electron beam enhancement in the plasma focus device. Livermore: Lawrence Livermore Laboratory, 1974.
48. *Кирьянов Г.И.* Генераторы быстрых нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1990.
49. *Blumberg L., Schlesinger S.I.* Relativistic Tables of Energy and Angle Relationships for the T(p, n)He3, D(d, n)He3 and T(d, n)He4 Reactions. Technical Information Extension.
50. *Lemeshko B.D., Mikhailov Yu.V., Prokuratov I.A.* // Plasma Phys. and Technology Abstracts. 2018. V. 5. № 1. P. 30.
51. *Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Прокуратов И.А.* // Сб. тезисов VII научно-технической конф. молодых ученых “ВНИИА-2013”. 2013. С. 52.
52. *Raspa V., Knoblauch P., Di Lorenzo F., Moreno C.* // Phys. Lett. A. 2010. V. 374. P. 4675.
53. *Knoblauch P., Raspa V., Di Lorenzo F., Clausse A., Moreno C.* // Radiation Phys. Chem. 2018. V. 145. P. 39. doi 10.1016/j.radphyschem.2017.12.014