УДК 539.17;621.039

# ВРЕМЕННОЙ РЕЖИМ РАБОТЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НАВОДИМОЙ АКТИВНОСТИ <sup>12</sup>В и <sup>12</sup>N НА ИМПУЛЬСНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2019 г. Л. З. Джилавян<sup>1, \*</sup>, А. М. Лапик<sup>1</sup>, А. В. Русаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

\**E-mail: dzhil@cpc.inr.ac.ru* Поступила в редакцию 01.10.2018 г. После доработки 15.10.2018 г. Принята к публикации 19.11.2018 г.

Рассмотрены возможности измерений во временных интервалах между пучковыми импульсами ускорителя электронов наводимой активности короткоживущих радиоизотопов <sup>12</sup>N ( $T_{1/2} \cong 11.0$  мс) и <sup>12</sup>B ( $T_{1/2} \cong 20.2$  мс), образуемых в проверяемых объектах при их облучении короткими импульсами пучка. Для решения задачи применен метод переключений до и после каждого импульса пучка питания делителей фотоэлектронных умножителей на сцинтилляционных детекторах, используемых для регистрации частиц, испускаемых из объектов при распадах образованных в них <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B.

DOI: 10.1134/S0367676519040070

## **ВВЕДЕНИЕ**

В работах [1-5] был предложен в трех вариантах фотоядерный метод обнаружения скрытых взрывчатых веществ и наркотиков (МОВВН), основанный на регистрации наводимой активности короткоживущих радиоизотопов <sup>12</sup>N (β<sup>+</sup>-распад, максимальная кинетическая энергия испускаемых в распаде β-частиц  $E_{\beta max} \approx 16.3$  МэВ, период полураспада  $T_{1/2} \cong 11.0$  мс [6]) и <sup>12</sup>В ( $\beta$ -распад,  $E_{\beta \max} \approx 13.4$  МэВ,  $T_{1/2} \cong 20.2$  мс [6]), являющихся практически уникальными среди тех, у которых  $T_{1/2} \approx (3-80)$  мс и которые могут быть получены в фотоядерных реакциях с пороговыми энергиями  $E_{\rm n} \le 50 \text{ M}$  в и с удалением  $\le 3$  нуклонов из стабильных ядер-мишеней, имеющих естественное изотопное содержание  $\eta_u > 1\%$  [3, 7]. В различных вариантах МОВВН предлагается получение изотопов <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B за время каждого импульса пучка импульсного ускорителя электронов и регистрация наведенной активности <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B между этими импульсами. Рассматривается получение <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>В в реакциях (I–III):

$$\gamma + {}^{14}\mathrm{N}(\eta_{\mu} \approx 99.6\%) \rightarrow$$
  
$$\rightarrow {}^{12}\mathrm{N} + 2n(E_{\pi} \cong 30.6 \text{ M} \Rightarrow \text{B [6]}); \qquad (I)$$

$$\gamma + {}^{14}N(\eta_{\mu} \approx 99.6\%) \rightarrow (II)$$

$$\rightarrow {}^{12}\mathbf{B} + 2p(E_{\pi} \cong 25.1 \text{ M} \ni \mathbf{B} \text{ [6]});$$

$$\gamma + {}^{13}\mathbf{C}(\eta_{\mu} \approx 1.1\%) \rightarrow$$

$$\rightarrow {}^{12}\mathbf{B} + p(E_{\pi} \cong 17.5 \text{ M} \ni \mathbf{B} \text{ [6]}).$$
(III)

Ранее в [7] удалось с использованием программы МСNPX-5 [8] получить важное для понимания аспектов МОВВН алекватное модельное описание эксперимента [3], проведенного на графитовой мишени по регистрации активности <sup>12</sup>В, образуемой в реакции (III), для сечения которой имеются согласующиеся друг с другом экспериментальные данные [9-11]. Дальнейшему изучению МОВВН с помощью аналогичного модельного описания экспериментов, проводимых на мишенях, содержащих концентрации азота, препятствует ограниченность экспериментальных данных о сечениях реакций (I) и (II) (см. об этом в [12]). Вместе с тем получение экспериментальной информации о сечениях реакций (I) и (II) представляется важным и для дальнейшего развития усиленно разрабатываемых в настоящее время моделей ядерных реакций (прежде всего, TALYS [13] и EMPIRE [14]), которые, как показано в [12], больше, чем на порядок, "недооценивают" такие редкие каналы девозбуждения легких ядер, как двухнейтронный и двухпротонный, ответственные соответственно за реакции (I) и (II). Как для развития МОВВН вообще, так и для проведения измерений сечений реакций (I) и (II), в частности, необходимо решение вопросов регистрации излучения от распадов <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B, образуемых в фотоядерных реакциях на импульсных ускорителях электронов.

Настоящая работа посвящена рассмотрению особенностей регистрации излучения от распадов <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B, образуемых в реакциях (I)–(III) на импульсных ускорителях электронов, и выяснению роли изменения временных режимов работы сцинтилляционных детекторов при регистрации актив-



**Рис. 1.** Спектры первичных  $\beta$ -частиц [9], испускаемых при распадах <sup>12</sup>В (кривая *I*) или <sup>12</sup>N (кривая *2*).

ности <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B. Рассмотрение ведется, прежде всего, для случаев закрытых пучковых залов на ускорителе электронов, предполагаемых, в частности, для проверки багажа авиапассажиров.

# ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ РАСПАДОВ <sup>12</sup>В и <sup>12</sup>N, ПОЛУЧАЕМЫХ НА ИМПУЛЬСНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

Импульс пучка ускорителя электронов сопровождается тормозными фотонами, а при превышении кинетической энергии электронов порогов соответствующих реакций и быстрыми фотонейтронами, образуемыми практически одновременно с пучком (в смысле рассматриваемой здесь задачи) как по ходу ускорения пучка при его потерях, так и в проверяемом объекте, в стоящем перед ним радиаторе (при его наличии) и, наконец, в зале облучения (в его стенах, поле, потолке, а также в "ловушке" пучка и в размещенном в зале оборудовании (если оба последних имеются)). Такой квазимгновенный фон может "ослеплять" устанавливаемые для регистрации активности <sup>12</sup>N и<sup>12</sup>В детекторы. Представляется также весьма опасным растянутый во времени t после импульса пучка фон от упомянутых фотонейтронов, которые "гуляют" по закрытому залу проведения облучений, замедляются и испытывают радиационные захваты, что дает свой γ-фон (см. об этом, например, в [15]). Возможности регистрации образованной в облученных фотоядерных мишенях активности радиоизотопов  $^{12}\mathrm{N}$  и  $^{12}$ В зависят от ряда обстоятельств.

Во-первых, характеристики используемого импульсного ускорителя электронов, включая параметры выходного пучка ускорителя; уровень потерь пучка при его ускорении; "геометрия" и состав используемых при осуществлении MOBBH залов. Из [7] следует, что для обнаружения скрытых веществ, содержащих азот и углерод, желательны импульсные линейные ускорители электронов (ЛУЭ) с интенсивностью ~6 · 10<sup>11</sup>-6 · 10<sup>12</sup> электрон/импульс. С другой стороны, из-за требований радиационной безопасности при облучении багажа авиапассажиров, как было показано в [19, 20], необходимо, чтобы эта величина не превышала ~10<sup>12</sup> электрон/импульс. Полезно указать, что у тех же ЛУЭ типичная длительность импульса пучка не превышает ~10<sup>-6</sup>-10<sup>-5</sup> с. Обычно время между импульсами ЛУЭ можно варьировать в согласии со значениями  $T_{1/2}$  для  $^{12}$ N и  $^{12}$ B, и, скорее всего, оно не должно превышать ~40-80 мс. Энергия электронов в выведенном пучке определяется порогами и формой сечений "рабочих" реакций (I)-(III) и фоновых реакций (см. о последних, например, в [15]) и, скорее всего, должна составлять ~50 МэВ. Необходимо указать, что обычно на импульсных резонансных ускорителях электронов существенны электромагнитные наводки от мощных импульсных устройств этих ускорителей, поэтому в трактах регистрации активности <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>В должны быть исключены эти наводки.

Во-вторых, количество образуемых ядер <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B с учетом вышеуказанных параметров падающих электронов, которое зависит и от сечений реакций (I)–(III), и от массы или поверхностной плотности ядер <sup>14</sup>N и/или <sup>13</sup>C (для различных соотношений поперечных размеров скрываемого вложения и пучка).

В-третьих, характер спектров энергий первичных β-частиц при распадах <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B (см. рис. 1, взятый из [16]), а также на выходе из некоторого "укрывающего" слоя вещества (в зависимости от его толщины и состава) характер спектров энергий вторичных γ-квантов, электронов и позитронов, связанных с прохождением этого слоя первичными β-частицами. Расчеты спектров энергий таких вторичных у-квантов, электронов и позитронов были выполнены в [16, 17] с использованием библиотеки программ GEANT-4 [18], и на рис. 2 показан пример комплекта этих спектров при условиях, указанных в подрисуночной подписи. Как видно, в частности, на рис. 2, при распадах <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B на используемый детектор могут падать и электроны (позитроны), и укванты, причем, если разбросы их энергий могут простираться до ~10 МэВ, то "эффективные" значения этих энергии могут лежать в области сотен кэВ и даже ниже.

В-четвертых, состав, размеры и режим работы детекторов вторичных частиц от распадов <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B в облученных объектах (последний из этих факторов и составляет основное направление настоящей статьи). Спектры энергий вторичных частиц, испускаемых из облученных объектов при распадах <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B, заставил остановить наш выбор детектора для регистрации этих частиц на детекторах на основе сцинтилляторов, просматриваемых

фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Заметим, что аналогичный выбор сделан и в [1–3]. Учитывая сравнительно малые значения  $T_{1/2}$  для <sup>12</sup>В и особенно для <sup>12</sup>N, желательно, чтобы регистрация в этих детекторах начиналась ближе к концу импульса пучка (скажем, не позже нескольких мс от этого момента) и длилась в течение  $\Delta t \sim T_{1/2}$  для <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B (скажем, до  $t < \approx 40$  мс). Как показано в [7], нужна большая эффективность детекторов (за счет увеличения их размеров).

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Отработка необходимого для МОВВН способа управления временными режимами работы сцинтилляционных детекторов проводилась в настоящей работе с использованием сцинтилляционных блоков двух типов: 1) NaI (Tl)-сцинтиллятор (60 мм ×  $\emptyset$ 60 мм), просматриваемый ФЭУ Нататаtsu R329-02 и 2) NaI (Tl)-сцинтиллятор (100 мм ×  $\emptyset$ 150 мм), просматриваемый ФЭУ-49Б. Для обоих сцинтиблоков были установлены в оптическом контакте с монокристаллами NaI (Tl) светодиоды BL-L189UBC (синие с длиной волны 470 нм). На светодиоды могли поступать близкие к прямоугольным импульсы регулируемой амплитуды длительностью до 5 мкс.

Известен способ управления временными режимами работы сцинтилляционных детекторов с помощью изменения напряжения на специальных управляющих электродах-модуляторах, располагаемых сразу после их фотокатодов и вводимых, как правило, в современные ФЭУ, включая вышеуказанные. Применение этого способа описывается, например, в [21-23]. Заметим, что в работах [21, 22] при регистрации образующихся запаздывающих нейтронов при облучении делящихся ядер на импульсных ускорителях электронов возникали проблемы, аналогичные рассматриваемым в настоящей работе. Важно указать, что для удобства осуществления искомого управления существенно использование положительного высоковольтного питания ФЭУ (как у второго из вышеуказанных сцинтиблоков с ФЭУ-49Б). Схема начальной части питания (с возможностью управления) использованных делителей для ФЭУ-49Б, просматривающего монокристалл NaI(Tl) (100 мм × Ø150 см) показана на рис. 3. Характерные сопротивления элементов делителей ~200 кОм. Для фотоэлектронов в открытом режиме модулятор создает ускоряющее поле с разностью потенциалов ~+150 В, а в закрытом режиме тормозящее поле с разностью потенциалов ~-150 В.

Работа сцинтилляционных блоков в различных состояниях управляемых делителей их ФЭУ изучались с помощью: а)  $\gamma$ -источника (<sup>137</sup>Cs,  $E_{\gamma} \cong 0.662 \text{ МэВ};^{22}\text{Na}, E_{\gamma анн} \cong 0.511 \text{ МэВ и } E_{\gamma} \cong 1.275 \text{ МэВ}$ [6]), применяемого и для абсолютных калибровок энергии, выделяемой в используемых сцинтилляционных блоках; б) введенных в эти блоки выше-



**Рис. 2.** Спектры частиц, испускаемых с поверхности сферы, имеющей эквиатомную смесь H, C, N и O,  $\emptyset$ 20 см, плотность  $\rho = 0.5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  при распадах <sup>12</sup>В или <sup>12</sup>N, находящихся в центре этой сферы. Для <sup>12</sup>B:  $1 - \gamma$ -кванты, 2 -электроны, 3 -позитроны. Для <sup>12</sup>N:  $4 - \gamma$ -кванты, 5 -электроны, 6 -позитроны.



Рис. 3. Схема питания (с возможностью его управления) начальной части использованных делителей для ФЭУ-49Б, просматривающего монокристалл NaI(Tl) (100 мм × Ø150 мм). У ФЭУ-49Б: Ф – фотокатод, М – модулятор, К – кольцо, Д1, Д2, ... – диноды. Характерные сопротивления элементов делителей ~200 кОм.

указанных светодиодов; в) импульсного пучка ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН [25] (последний при энергии выведенных электронов до  $E_e \approx 8$  МэВ, импульсных токах пучка электронов до  $I \approx 30$  мА, частоте повторения импульсов до 50 с<sup>-1</sup> и их длительности  $\tau \approx 3.5$  мкс). При этом измерения импульсов с анодов ФЭУ велись с помощью цифрового четырехлучевого осциллографа TDS 2024.

## РОЛЬ ВРЕМЕННЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ СЦИНТИБЛОКОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>В НА ИМПУЛЬСНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

Пучковые измерения на ЛУЭ фоновой "засветки" сцинтиблоков при различных *І* выявили два типа



**Рис. 4.** Осциллограммы импульсов с анода ФЭУ-49Б при "линейной засветке": *а* – без управляющего сигнала; *б* – с управляющим сигналом.

отклика сцинтиблоков на фоновую загрузку. Первый тип — "линейная засветка", возникает при малых *I*, когда форма импульса с анода ФЭУ повторяет форму *I*, близкую к прямоугольной с  $\tau \approx 3.5$  мкс. Но с некого  $I_{\text{макс}}$  при дальнейшем увеличении *I* у функции отклика происходит "выедание" конечной части импульса, пока она не переходит во второй тип — "нелинейная засветка": короткие импульсы около переднего фронта импульса пучка.

Дальнейшие измерения велись со светодиодами, имитирующими пучковую засветку, и с вышеуказанными  $\gamma$ -источниками. Оказалось, что граница "линейной засветки"  $I_{\text{макс}}$  соответствует энерговыделению в сцинтилляторе ~100 МэВ.

Осциллограммы импульсов с анода ФЭУ-49Б (луч 3) показаны на рис. 4 при "линейной засветке" и на рис. 5 при "нелинейной засветке": a - 6e3 управляющего сигнала на схеме "запирания";  $\delta - c$  управляющим сигналом на схеме "запирания". При этом на луч 1 осциллографа выведены положительные близкие к прямоугольным импульсы управле-



**Рис. 5.** Осциллограммы импульсов с анода  $\Phi$ ЭУ-49Б при "нелинейной засветке": *а* — без управляющего сигнала; *б* — с управляющим сигналом.

ния запиранием ФЭУ. На рис. 4*a* и 5*a* эти импульсы отключены от схемы запирания, а на рис. 4*b* и 5*b* схема запирания работает. К переднему фронту этого импульса привязан импульс моделирования пучка ускорителя (луч 2). Луч 3 связан с анодным сигналом ФЭУ в режиме бесконечного послесвечения сцинтилляционных сигналов от источника  $^{22}$ Na, идущих со средней частотой ~1500 с<sup>-1</sup>.

Искажения в линейном режиме не слишком велики, и при малых токах ускорителя можно работать без схемы запирания ФЭУ, просто задерживая регистрацию наведенной активности на ~150 мкс. Однако для стабильности среднего тока ФЭУ и коэффициента усиления лучше использовать схему запирания и в этом случае.

При высокой интенсивности пучка ускорителя схема вырезания существенно улучшает работу ФЭУ и значительно сокращает время восстановления режима измерений до 120 мкс в нашем случае.

На луче 3 при отсутствии "запирания" во время импульса светодиода наблюдаются большие отри-

цательные импульсы (с последующими за ними положительными "выбросами"). Кроме того, на луче *3* наблюдаются импульсы от *γ*-источника:

• с сохранением их для "линейной засветки" и "выеданием" их для "нелинейной засветки" за время импульса засветки без управляющего сигнала на схеме "запирания";

• с отсутствием их и при "линейной засветке", и при "нелинейной засветке" за время импульса засветки с управляющим сигналом на схеме "запирания";

• с отсутствием "выедания" их при "нелинейной засветке" с управляющим сигналом после запирания, для которого характерное время  $\approx 120$  мкс (из которых нужное для запирания  $\approx 20$  мкс, а нужное для восстановления напряжений на ФЭУ  $\approx 100$  мкс).

Важно отметить, что в работах [21, 22] по регистрации на импульсных ускорителях электронов запаздывающих нейтронов при облучении делящихся ядер и позже в работе [24] при исследованиях генерации быстрых электронов при взаимодействии плазмы с пучками фемтосекундного лазера было замечено, что только с помощью импульсного управления модулятором ФЭУ не удается эффективно его "закрывать" от вышеупомянутого "ослепления". Предполагаемая причина последнего – это то, что в случае присутствия большого фона тормозных фотонов со сравнительно небольшими энергиями, нахоляшимися в рентгеновском лиапазоне. идет вырывание вторичных электронов не только из фотокатодов ФЭУ (из-за свечения в используемом сцинтилляторе, вызванного различным фоновым его облучением в течение импульса пучка импульсного ускорителя электронов), но и непосредственно из динодов ФЭУ. Представляется, что использование управляемого питания не только для модулятора  $\Phi \Theta Y$ , но и для динодов  $\Phi \Theta Y$  (нарялу с введением дополнительной пассивной зашиты ФЭУ) должно позволить решить и эту задачу.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные для работы на импульсном ускорителе электронов результаты по управлению питанием ФЭУ сцинтиблоков на интервал времени от момента вблизи перед началом и до момента вблизи после окончания каждого импульса пучка являются сильным аргументом в пользу подтверждения возможности измерений на таких ускорителях наводимой активности <sup>12</sup>N и <sup>12</sup>B.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Alvarez Luis W. // Patent US4756866. July 12. 1988 / Oct. 9. 1985.
- 2. Trower W.P. // Nucl. Instr. and Meth. 1993. V. B79. P. 589.
- Knapp E.A., Moler R.B., Saunders A.W., et al. // Appl. Rad. Isot. 2000. V. 53. P. 711.

- 4. Джилавян Л.З., Карев А.И., Раевский В.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 2. С. 277; *Dzhilavyan L.Z., Karev A.I., Raevsky V.G.* // Bull. RAS: Phys. 2011. V. 75. No 2. P. 257.
- 5. *Карев А.И., Раевский В.Г., Джилавян Л.З. и др. //* Патент RU № 2444003 C1, 27.02.2012. Бюл. № 6.
- Chu S.Y.F., Ekström L.P., Firestone R.B. WWW Table of Radioactive Isotopes. LBNL Isotopes Project. LUNDS Universitet, Cited February 28, 1999. http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/.
- 7. Джилавян Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14. № 5 (210). С. 1; Dzhilavyan L.Z., Pokolotilovsky Yu.N. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. No 5. P. 726.
- 8. http://mcnp.lanl.gov/.
- 9. Cook B.C. // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 300.
- 10. Денисов В.П., Куликов А.В., Кульчицкий Л.А. // ЖЭТФ 1964. Т. 46. С. 1488.
- 11. Zubanov D., Sutton R.A., Thompson M.N. et al. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1957.
- Ачаковский О.И., Белышев С.С., Джилавян Л.З. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 5. С. 633; Achakovskiy O.I., Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z. et al. // Bull. RAS: Phys. 2016. V. 80. No. 5. P. 572.
- 13. TALYS-1.6. http://www.talys.eu/.
- 14. *Herman M. et al.* // EMPIRE–3.1 Rivoli. User's Manual. February 8, 2012.
- 15. Джилавян Л.З. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 6. С. 846; *Dzhilavyan L.Z.* // Bull. RAS: Physics. 2009. V. 73. No 6. P. 799.
- Белышев С.С., Джилавян Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 5. С. 627; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Y.N. // Bull. RAS: Physics. 2016. V. 80. No. 5. P. 566.
- Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M. et al. // Int. Conf. "Nucleus-2018" Book of Abstracts. Saint-Petersburg. 2018. P. 223.
- 18. GEANT-4. Version: geant4 9.5.0 (2nd December, 2011) // Physics Reference Manual.
- Джилавян Л.З., Карев А.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 11. С. 1655; *Dzhilavyan L.Z., Karev A.I.* // Bull. RAS: Phys. 2011. V. 75. No. 11. Р. 1557.
- 20. Карев А.И., Раевский В.Г., Черення С.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 5. С. 642; Karev A.I., Raevsky V.G., Cherepnya S.N. et al. // Bull. RAS: Phys. 2014. V. 78. No. 5. P. 452.
- Аксенова Т.Г., Лапик А.М., Русаков А.В., Солодухов Г.В. Управление коэффициентом усиления ФЭУ для работы в условиях переменной загрузки. 1221/2009. М.: ИЯИ РАН, 2009.
- Вербицкий С.С., Емохонов В.Н., Лапик А.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 11. С. 1640; Verbitskii S.S., Emokhonov V.N., Lapik A.M. et al. // Bull. RAS: Phys. 2011. V. 75. No. 11. P. 1544.
- Акимов Д.Ю., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В. и др. // ПТЭ. 2014. № 5. С. 108; Akimov D.Y., Bolozdynya A.I., Efremenko Y.V. et al. // Instr. Experim. Techniques. 2014. V. 57. № 5. Р. 615.
- 24. *Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Ksenofontov P.A. et al.* // Phys. Plasmas 2014. V. 21. № 9. Art. no. 093110.
- 25. Nedorezov V.G., Ponomarev V.N., Solodukhov G.V. // Int. Conf. "Nucleus-2018" Book of Abstracts. Saint-Petersburg. 2018. P. 214.