

P3-2019-8

М. В. Рзянин, Е. П. Шабалин

**К ВОПРОСУ СТАБИЛЬНОСТИ И БЕЗОПАСНОСТИ
СУПЕРБУСТЕРА «НЕПТУН»**

Направлено в журнал «Вопросы атомной науки и техники»

Рзянин М. В., Шабалин Е. П.

P3-2019-8

К вопросу стабильности и безопасности супербустера «Нептун»

Будущий импульсный источник нейтронов в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, который должен сменить ныне действующий ИБР-2М, может быть создан как супербустер, т. е. умножитель нейтронов нейтронопроизводящей мишени протонного ускорителя с энергией протонов порядка 1 ГэВ. Обычно супербустер рассматривают как безопасную и надежную ядерную установку. В данной работе показано, что мощный супербустер может оказаться менее стабильным в работе, чем импульсный реактор, поэтому вопросы его безопасности требуют внимания.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2019

Rzyanin M. V., Shabalin E. P.

P3-2019-8

On the Issue of Stability and Safety of the Superbooster "Neptun"

Highly intense pulsed neutron source which should replace the pulsed reactor IBR-2M currently in operation after its wear-out, can be made as superbooster, that is a powerful breeder of neutrons produced in accelerating proton target. Usually, superbooster is considered to be a safe and reliable nuclear facility. However, as indicated in the paper, powerful superbooster can be less stable in operation than pulsed reactor. Therefore, problems of its safety call for close study.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2019

ВВЕДЕНИЕ

Супербустер — это ядерный реактор, работающий в режиме периодической пульсации реактивности с максимальной подкритичностью на мгновенных нейтронах меньше единицы и с внешним источником нейтронов, синхронно включаемым в районе максимума реактивности [1, 2].

Преимущественная область использования супербустеров — генерация мощных выведенных пучков нейтронов [3, 4]. Пиковая плотность потока тепловых нейтронов на внешней поверхности замедлителя может достигать $10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а средняя по времени — порядка $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [1].

Альтернативой супербустеру может выступать импульсный реактор с мгновенной надкритичностью в импульсе, который может создавать настолько же высокие потоки нейтронов, как и супербустер [5–7]. Преимущество супербустера состоит в возможности создания коротких импульсов нейтронов порядка 10–30 мкс (рис. 1), а также в том, что реактор (размножающая

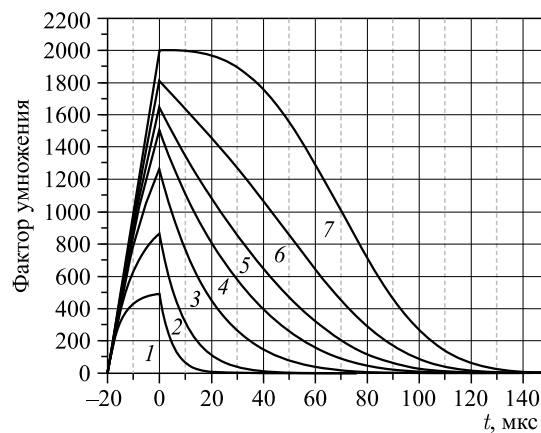


Рис. 1. Форма импульса мощности супербустера «Нептун» для разных значений подкритичности на мгновенных нейтронах: 1 — для $\rho_{\max} = -2 \cdot 10^{-3} k_{\text{эф}}$; 2 — для $\rho_{\max} = -1 \cdot 10^{-3} k_{\text{эф}}$; 3 — для $\rho_{\max} = -5 \cdot 10^{-4} k_{\text{эф}}$; 4 — для $\rho_{\max} = -3 \cdot 10^{-4} k_{\text{эф}}$; 5 — для $\rho_{\max} = -2 \cdot 10^{-4} k_{\text{эф}}$; 6 — для $\rho_{\max} = -1 \cdot 10^{-4} k_{\text{эф}}$; 7 — для $k_p = 0$

мишень) в номинальном режиме подкритичен и разгон крайне маловероятен. Преимущество же импульсного реактора, где технически невозможно получить импульс короче 150 мкс, состоит в том, что его создание и эксплуатация на порядок дешевле супербустера.

В данной работе рассмотрены случаи, когда мощный супербустер может оказаться менее стабильным в работе, чем импульсный реактор, поэтому вопросы его безопасности требуют внимания.

ПРИЧИНЫ НЕСТАБИЛЬНОСТИ СУПЕРБУСТЕРА

В номинальном установившемся режиме уровень подкритичности реактора и параметры ускорителя, создающего запускающий реактор пучок частиц (протонов, электронов), должны быть стабильными с временными отклонениями, допускаемыми технологическим регламентом. Например, в действующем импульсном реакторе ИБР-2М наблюдаемые среднеквадратичные отклонения реактивности не превышают $6 \cdot 10^{-6}$ долей $k_{эф}$, а максимальные — $3 \cdot 10^{-5}$ [8]. Соответствующие относительные колебания мощности импульса — 4 и 20 %. Предельная мощность импульса, которая еще не вызывает возможных повреждений элементов активной зоны, примерно в 5–6 раз больше номинальной, а соответствующее возмущение реактивности — около $3 \cdot 10^{-4}$.

Для режима супербустера такие предельные для ИБР-2 возмущения, как $3 \cdot 10^{-4}$, можно считать несущественными: флуктуации реактивности и мощности в супербустере связаны линейной зависимостью (при размножениях нейтронов поджига не выше ~ 500):

$$\frac{\Delta Q}{Q_{\text{номинал}}} \cong \frac{\Delta \varepsilon}{-\varepsilon_{\text{номинал}}}.$$

При регулярном и синхронном с вводимой реактивностью вводе пучка протонов в активную зону результирующий импульс мощности стабилен, разгон реактора исключен, пока величина внезапно введенной реактивности не превысит установленной подкритичности супербустера ($\varepsilon_{\text{номинал}} > -2 \cdot 10^{-3} k_{эф}$). Однако при внезапном исчезновении протонного пучка и последующем восстановлении его через непродолжительное время возможна генерация импульса мощности, значительно превышающего номинальный импульс. Это объясняется тем, что в охлажденной за время простоя ускорителя активной зоне коэффициент размножения нейтронов увеличится вследствие отрицательного температурного эффекта реактивности. Поэтому при возобновлении пучка импульс мощности может оказаться выше номинального. В случае превышения допустимого уровня энерговыделения в импульсе сработает аварийная защита реактора, и восстановление работы супербустера станет возможным лишь через много часов. Срывы ускорения в линейных

ускорителях протонов — довольно частое явление. Следовательно, работу супербустера нельзя считать стабильной, если не исключены частые срывы ускорения.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА В СЛУЧАЕ СРЫВА ПРОТОННОГО ПУЧКА

Процесс работы супербустера в случае срыва пучка анализировался путем численного моделирования кинетики и динамики активной зоны.

В расчете кинетики нейтронного потока использовалась общепринятая точечная модель активной зоны, а эволюция реактивности в импульсе за счет нагрева сердечника твэла рассчитывалась по двум методикам: хорошо известной осцилляторной модели [6] (фактически моделирующей сердечник физическим маятником) и «волновой» модели [9, 10], учитывающей возникновение и распространение волн упругой деформации в некоем усредненном тепловыделяющем элементе. Ниже приведены уравнения, использованные для данных методов.

Одноточечное уравнение кинетики реактора записывается в виде

$$\dot{w}(t) = \frac{1}{\tau} \left(w(t) [k_p(t) - 1] + \frac{S}{\nu} \right). \quad (1)$$

Здесь $w(t)$ — мгновенное значение мощности реактора (число делений в 1 с); τ — среднее время жизни мгновенных нейтронов; ν — число вторичных нейтронов; S — мощность внешнего источника нейтронов (нейтронов/с): $S = S_o + S_d$, где S_o — источник нейтронов, возникающих при взаимодействии пучка ускоренных протонов с материалом активной зоны или мишени, а S_d — источники запаздывающих нейтронов, накопившиеся в течение предыдущих импульсов мощности; k_p — коэффициент размножения на мгновенных нейтронах.

Источники запаздывающих нейтронов определяются с использованием известного шестигруппового приближения:

$$S_d = \sum_{i=1}^6 c_i(t) \lambda_i, \quad (2)$$

$$\dot{c}_i(t) = -\lambda_i c_i(t) + w(t) \nu \beta_i, \quad (3)$$

$$\sum_{i=1}^6 \beta_i = \beta. \quad (4)$$

Здесь $c_i(t)$ — количество ядер-источников запаздывающих нейтронов i -й группы; β_i — абсолютная доля (выход) i -й группы запаздывающих нейтронов; λ_i — постоянная распада запаздывающих нейтронов i -й группы (с^{-1}).

С целью рассмотрения динамики импульсов мощности супербустера коэффициент размножения k_p делится на две составляющие: $k_p = \varepsilon(t) - \Delta\rho(t)$, где $\varepsilon(t)$ определяется конструкцией реактора, в том числе модулятором реактивности (является периодической функцией), а $\Delta\rho(t)$ — это вклад в реактивность от обратной связи по изменению температуры реактора. Функция $\varepsilon(t)$ большую часть времени имеет постоянное значение, несколько меньшее единицы на величину порядка нескольких процентов, а во время импульса мощности, создаваемого модулятором реактивности, $\varepsilon(t)$ возрастает до величины, меньшей единицы на величину порядка нескольких десятых долей процента.

В осцилляторной модели

$$\Delta\rho(t) = k_u u. \quad (5)$$

Здесь $k_u = dk/du$ — полуэмпирический коэффициент, имеющий значение для делящегося материала твэла в пределах $k_u \cong 1-3$ (он связан с температурным коэффициентом реактивности и длиной твэла), а переменная u имеет физический смысл абсолютного изменения длины стержня твэла и является решением уравнения

$$\ddot{u} + \omega^2 u = \omega^2 \varkappa L \Delta T. \quad (6)$$

Здесь ω — собственная круговая частота свободных колебаний тепловыделяющего элемента реактора. Она на самом деле является параметром модели. В соответствии с работой [11] оптимальной величиной является $\omega = 37,45 \text{ мс}^{-1}$ для нептуниевых твэлов длиной $L = 0,25 \text{ м}$, $\varkappa \sim 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ — коэффициент термического расширения нитрида нептуния.

Изменение реактивности в динамическом (одномерном) процессе по волновой модели выражается интегралом

$$\Delta\rho(t) = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial\rho}{\partial x} u(x, t) dx. \quad (7)$$

Здесь $u(x, t)$ — осевое (продольное) смещение элемента твэла относительно его начального положения в точке x в момент времени t — является решением волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - \varkappa c^2 \frac{\partial \Delta T}{\partial x}. \quad (8)$$

В рамках осцилляторного приближения к динамике нестационарного процесса уравнения кинетики реактора (1)–(4) решаются совместно с уравнениями (5) и (6). В рамках приближения одномерной волновой модели уравнения (1)–(4) решаются совместно с уравнениями (7) и (8).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНОГО ПРОЦЕССА СУПЕРБУСТЕРА «НЕПТУН»

Исходное состояние: номинальный режим, подача импульсов протонов — синхронно с модуляцией реактивности с частотой 10 Гц, умножение нейтронов в активной зоне 500 ($\varepsilon_{\max} = -2 \cdot 10^{-3}$), средняя мощность делений в активной зоне — 10 МВт, длительность импульса протонов — 20 мкс.

Рассчитанная эволюция мощности активной зоны после отключения протонного пучка на время до 20 с после первых номинальных десяти импульсов в осцилляторной модели для разных значений k_u показана на рис. 2–5.

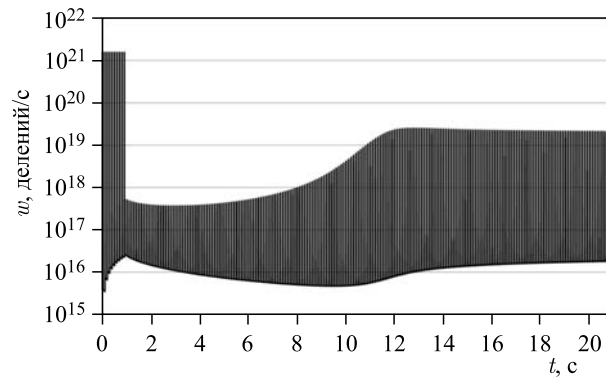


Рис. 2. Мгновенная мощность супербустера при отсутствии обратной связи в импульсе. Температурная зависимость между импульсами соответствует $k_T = dk/dT = -5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

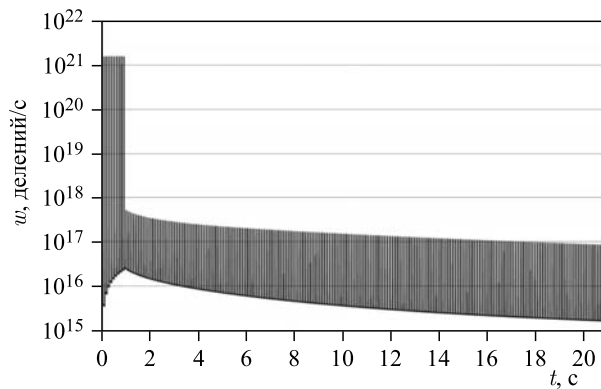


Рис. 3. Мгновенная мощность супербустера при $k_u = 1$

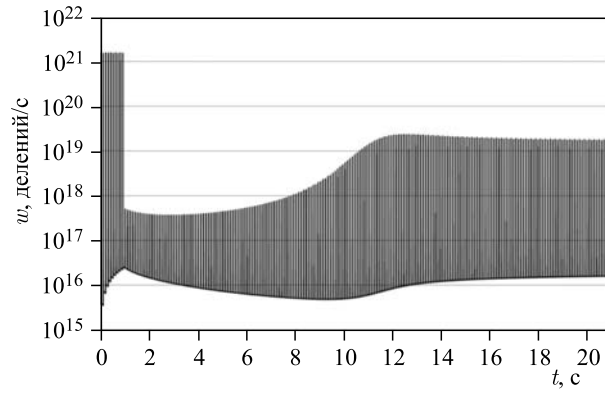


Рис. 4. Мгновенная мощность супербустера при $k_u = 2$

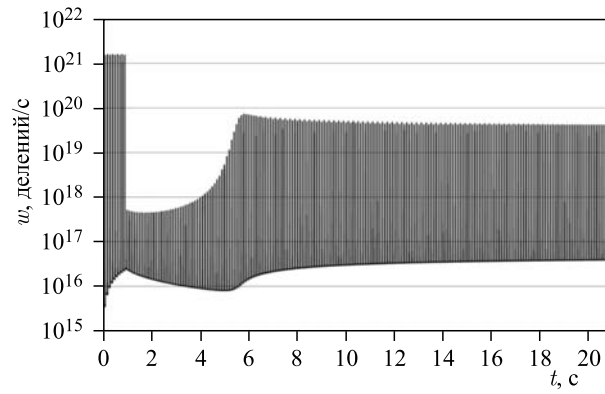


Рис. 5. Мгновенная мощность супербустера при $k_u = 3$

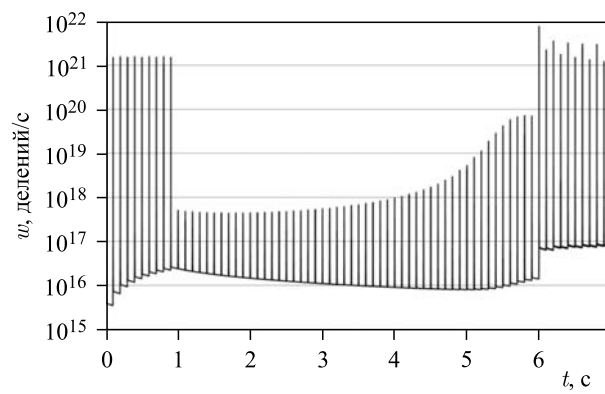


Рис. 6. Эволюция мгновенной мощности супербустера при $k_u = 3$ и перерыве в работе ускорителя на 5 с

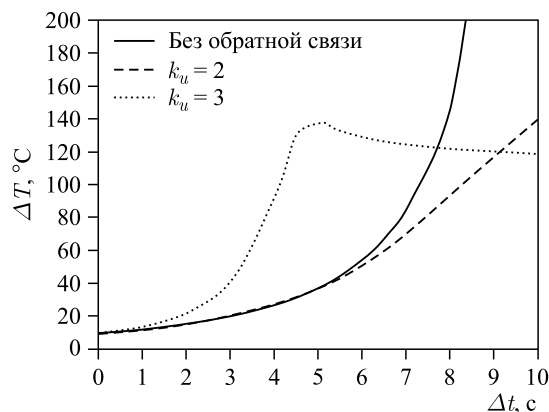


Рис. 7. Нагрев твэла за один импульс в зависимости от времени перерыва в работе ускорителя и величины обратной связи

Верхняя огибающая соответствует максимальной мощности в импульсе (частота импульсов модулятора сохраняется постоянной — 10 Гц), а нижняя огибающая соответствует мощности между импульсами, обусловленной наличием запаздывающих нейтронов. Видно, что без возобновления пучка протонов энергия импульсов мощности ниже номинальной, что очевидно. Но при включении пучка через несколько секунд мощность и энергия последующих импульсов всегда выше номинальных (рис. 6 и 7).

При максимальной обратной связи $k_u \cong 3$ после 5 с «молчания» пучка нагрев за импульс увеличивается в 14 раз по сравнению с номиналом, что уже может привести к разрушению твэла.

МЕРЫ БЕЗОПАСНОСТИ

1. Очевидно, что чем выше умножение нейтронов поджига в супербустере, тем меньше запас реактивности в процессе охлаждения активной зоны при временном исчезновении поджигающего протонного импульса. Нетрудно определить такой предел умножения, который позволит избежать опасных ситуаций при нерегулярном вбросе протонов в активную зону. Вычисления, аналогичные изложенным в предшествующем разделе, были проведены для супербустера «Нептун» с той же мощностью (10 МВт), но при более низких умножениях (компенсация мощности предполагалась за счет увеличения энергии протонов). На рис. 8 даны результаты расчетов для умножения супербустера 200 и выше для случая сильной обратной связи: $k_u \cong 3$.

При умножениях супербустера ниже 250 нельзя ожидать импульса выше пятикратного по сравнению с номинальным, что не приводит к значащим неупругим деформациям твэлов.

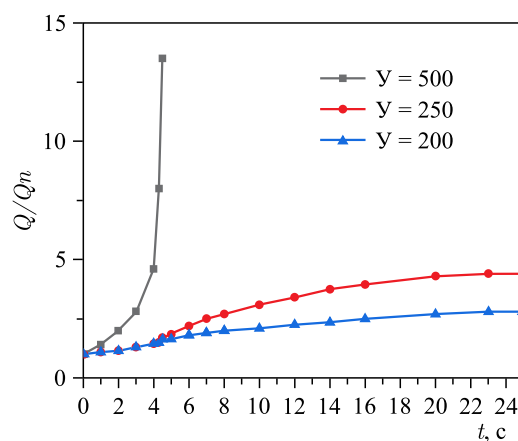


Рис. 8. Превышение энергии номинального импульса супербустера «Нептун» в зависимости от времени «молчания» пучка протонов и уровня установленного умножения: ■ — $Y = 500$, ● — $Y = 250$, ▲ — $Y = 200$

2. Снижение установленного умножения — не единственный способ избежать опасности повреждений твэлов при отказе пучка протонов. Все расчеты в данной работе сделаны для однородного по длине твэла. Если топливный сердечник будет состоять по длине из двух или более сегментов, слабо связанных механически, то температурный коэффициент реактивности может быть в несколько раз снижен. Пропуски в генерации пучков протонов будут означать тогда лишь нерегулярность частоты импульсов мощности супербустера (период импульсов будет кратен 0,1 с).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе авторы ограничились некоторыми приближениями при оценке динамики супербустера с неравномерно поступающими пучками протонов. В дальнейшем будет проведен анализ с использованием более точной «волновой» модели деформации стержня твэла, а также анализ влияния секционирования сердечника твэла. Тем не менее на основе проделанной работы можно утверждать, что короткие сбои в работе ускорителя супербустера не будут являться фактором, существенно препятствующим использованию супербустера как мощного импульсного источника нейтронов для физических экспериментов на выведенных пучках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dubna Neutron Source of the Fourth Generation Superbooster NEPTUN / Eds.: V. L. Aksenov, E. P. Shabalin. Dubna: JINR, 2018. 51 p.
2. Аксенов В. Л., Комышев Г. Г., Rogov A. Д., Шабалин Е. П. Высокоточный импульсный исследовательский реактор на основе нептуния // АЭ. 2018. Т. 124, вып. 6. С. 309–313.
3. Aksenov V. L., Komyshev G. G., Rzyanin M. V., Shabalin E. P. Accelerator-Driven Pulsed Reactors for Beam Research // 41st Eur. Cyclotron Progress Meeting, Dubna, Sept. 3–5, 2018.
4. Aksenov V. L. A 15-Year Forward Look at Neutron Facilities in JINR. JINR Preprint E3-2017-12. Dubna, 2017.
5. Аксенов В. Л., Ананьев В. Д., Комышев Г. Г., Rogov A. Д., Шабалин Е. П. О пределе нейтронных потоков в импульсных источниках на основе реакции деления // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14, № 5(210). С. 556–570.
6. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976. 248 с.
7. Shabalin E. P., Rogov A. D. The Comparative Capabilities of the Modified Versions of the IBR-2 Neutron Source // Pulsed Nuclear Reactors: New Capabilities for Scientific Research. Dubna, 1992. 42 p.
8. Бондарченко Е. А., Пепельшев Ю. Н., Попов А. К. Экспериментальное и модельное исследование особенностей динамики импульсного реактора периодического действия ИБР-2 // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35, вып. 4. С. 929.
9. Randles J. Feedback Due to Elastic Waves and Doppler Coefficient during the Excursions of a Pulsed Fast Reactor // J. Nucl. Energy A/B. 1966. V. 20. P. 1–16.
10. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999. 1032 с.
11. Рзынин М. В., Шабалин Е. П. Динамика импульсов мощности в исследовательском реакторе с нептуниевым ядерным топливом // АЭ. 2018. Т. 124, вып. 4. С. 193–196.

Получено 31 января 2019 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 28.02.2019.

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

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,62. Тираж 210 экз. Заказ № 59622.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/