

## ІМПУЛЬСНЕ ДЖЕРЕЛО НЕЙТРОНІВ ВИСОКОЇ ЕНЕРГІЇ, ЩО ВИПУСКАЮТЬСЯ РЕАКЦІЯМИ СИНТЕЗУ ПІД ЧАС СТИСКАННЯ D–T ГАЗУ КУМУЛЯТИВНИМИ ДЕТОНАЦІЙНИМИ ХВИЛЯМИ

В. Д. Русов, В. О. Тарасов, С. А. Чернеженко, В. П. Смоляр, В. В. Урбаневич, Т. М. Зеленцова

*Одеський національний політехнічний університет,  
кафедра теоретичної та експериментальної ядерної фізики,  
просп. Шевченка, 1, Одеса, 65044, Україна,  
e-mail: siiiis@te.net.ua*

(Отримано 30 липня 2018 р., в остаточному вигляді — 24 грудня 2018 р.)

Запропоновано фізичну модель та систему рівнянь для імпульсного джерела нейтронів (ІДН) з високою енергією ( $\sim 14$  MeV), що випускаються реакціями синтезу під час стискання D–T газу кумулятивними детонаційними хвилями. Система рівнянь ІДН включає систему газодинамічних рівнянь, яка враховує перенос енергії випромінюванням, рівняння для потоку випромінювання, рівняння ударної адіабати (адіабата Гюґоніо) для стиснутого газу, рівняння для виходу нейтронів.

Проведено моделювання динаміки ІДН для сферичної та циліндричної геометрії, отримано розрахункові граничні температури D–T плазми, її густини та вихід нейтронів в імпульсі. Подані оцінки показують, що на основі розглянутого підходу досягаються термоядерні температури для синтезу і протікає реакція синтезу, вихід якої визначає вихід нейтронів.

**Ключові слова:** джерела нейтронів, термоядерний синтез, ударні хвилі.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.23.1201>

PACS number(s): 29.25.Dz, 25.60.Pj, 47.40.–x, 47.40.Rs, 82.60.–s

### I. ВСТУП

Розробка нейтронних джерел з високою щільністю потоку нейтронів актуальна не лише для прикладних досліджень (наприклад, для розробки ядерних реакторів на рухомій хвилі нейтронно-ядерного поділу [1, 2]), але й для розв'язання фундаментальних проблем фізики високих щільностей енергії [3, 4]. Згідно з [4], у найближчі 20–30 років буде створено джерела нейтронів зі щільністю потоку від  $10^{18}$  до  $10^{19}$  н/см<sup>2</sup>с та більше. У таких джерелах нейтрони утворюються в результаті термоядерного синтезу, і найбільш перспективними в цьому сенсі, як стверджується в [4], є реактори інерціального ядерного синтезу, наприклад, [5–7]. У нашій роботі досліджено стискання дейтерій-тритієвої мішені послідовною серією ударних хвиль, що є актуальним для інерціального ядерного синтезу.

Нещодавно була опублікована книга [8], в якій висловлена пропозиція О. С. Козирева для проведення науково-дослідної та дослідно-конструкторської роботи (НДДКР) по розробці газодинамічного термоядерного джерела нейтронів (ГДТС). Зокрема запропоновано шляхом динамічного стиску сферичної збіжної детонаційної вибухової хвилі (кумулятивна детонаційна хвиля) дейтерій–дейтерієвої (D–D) газової суміші ініціювати в ній термоядерну реакцію синтезу, яка створить потік нейтронів. У [8] також наведено деякі оцінки, які обґрунтовують принципову можливість створення такого джерела нейтронів.

Вочевидь, така НДДКР була проведена, оскільки в передмові до [8], а також у роботах [9–12] повідомлено

про те, що 1982 року у ВНДІЕФ (м. Саров, Росія) був проведений експеримент із пристроєм, який розроблено на основі підходу Козирева з використанням рідкої вибухової речовини (тетранітметану у нітробензолі) і отриманий вихід нейтронів  $4 \cdot 10^{13}$  за імпульс. У цьому пристрої, згідно з [11], стискався дейтерієво–тритієвий (ДТ) газ із початковим радіусом  $r_0 = 1$  мм і початковою густиною  $\rho_0 = 0,1$  г/см<sup>3</sup>. У досліді досягнута температура  $T = 0,65$  KeV ( $T = 0,78 \cdot 10^7$  K) і максимальна густина  $\rho_{\max} = 80$  г/см<sup>3</sup>.

Однак, згідно з [11, 12], у цьому експерименті вихід нейтронів виявився на 2–3 порядки нижчим від розрахункового ( $9,5 \cdot 10^{16}$ ). У [11, 12] зазначено, що розрив між експериментальними результатами та ідеалізованими розрахунковими нейтронними виходами в системах ГДТС імовірно може бути пов'язаний з такими проблемами: асиметрія та перемішування на границі речовин різної густини та зростаючої газодинамічної нестійкості в ГДТС.

Зазначимо, що в роботі [13] описано метод, за допомогою якого, очевидно, оцінено температуру термоядерної плазми: виміряно спектр нейтронів у проведеному експерименті, а за оцінкою напівширини його максимуму оцінено температуру термоядерної плазми.

У роботах [14, 15] теоретично виявлено необмежену кумуляцію, що не пов'язана з доцентровим рухом газу (тобто для пласкої ударної хвилі), а викликана спеціальною багатопловою періодичною структурою речовини, у якій рухається ударна хвиля. Рух для такої хвилі є періодичним автотвердим.

У цій роботі подано оцінки, які також підтверджу-

ють можливість реалізації імпульсного джерела нейтронів (ІДН), що випускаються реакціями термоядерного синтезу  $T(d, n)^4\text{He}$  під час стискання D–T газу кумулятивними детонаційними хвилями, сформульовано фізичну модель і систему рівнянь (газодинамічних та інших необхідних рівнянь відповідно до фізичної моделі) ІДН, на основі якої розроблена комп'ютерна програма, за допомогою якої проведені чисельні експерименти з моделювання ІДН. Також подані результати моделювання ІДН, які добре узгоджуються з попередніми оцінками.

## II. ОЦІНКИ, ЩО ПІДТВЕРДЖУЮТЬ МОЖЛИВІСТЬ РЕАЛІЗАЦІЇ ІДН ПІД ЧАС СТИСКАННЯ D–T ГАЗУ КУМУЛЯТИВНИМИ ДЕТОНАЦІЙНИМИ ХВИЛЯМИ

Для обґрунтування принципової можливості реалізації ІДН, що випускаються реакціями термоядерного синтезу  $T(d, n)^4\text{He}$  під час стискання D–T газу кумулятивними детонаційними хвилями, можна навести такі попередні оцінки.

Оцінки досяжної температури під час стискання дейтерій-тритієвого газу сферичними збіжними вибуховими ударними хвилями можна отримати в межах моделі Зельдовича, яка описана у [16]. У моделі Зельдовича розглянуто адіабатичне стискання газового середовища пласкою ударною хвилею, що біжить у ньому. У [16] отримано вирази для граничного стискання газу і для залежності його температури від амплітуди тиску ударної хвилі:

$$\frac{V_0}{V_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad (1)$$

де  $V_0$  — початковий об'єм газу,  $V_1$  — об'єм газу після стискання,  $\gamma$  — показник адіабати,

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{P_1}{P_0}, \quad (2)$$

де  $T_0, P_0$  — початкова температура й тиск газу,  $T_1$  — гранична температура газу після стискання його ударною хвилею і  $P_1$  — амплітуда тиску ударної хвилі.

Також у [16] показано, що стискання газу описується рівнянням стану Гюґоніо (ударна адіабата), який, на відміну від рівняння стану Клапейрона, що залежить від одного параметру (наприклад,  $f(T, V)$ , де  $V$  — параметр), залежить від двох параметрів (наприклад,  $f(T, V, P)$ , де  $V$  і  $P$  — параметри).

На основі цього для граничної температури стиснутого сферичною збіжною ударною хвилею газу отримаємо такий вираз:

$$T_1 = c_{ст} \cdot c_{сф} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{P_1}{P_0} \cdot T_0, \quad (3)$$

де  $c_{сф}$  — коефіцієнт, який враховує зростання амплітуди тиску в збіжній сферичній ударній хвилі і який за допомогою (1) виражається у вигляді:

$$c_{сф} = \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2 = \left(\frac{V_0}{V_1}\right)^{\frac{2}{3}} = \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}\right)^{\frac{2}{3}}, \quad (4)$$

де  $r_0$  — початковий радіус газу, який має сферичну форму,  $r_1$  — граничний радіус стиснутого газу,  $c_{ст}$  — коефіцієнт, який враховує зростання амплітуди тиску в збіжній сферичній ударній хвилі, викликаний зіткненням збіжної сферичної хвилі. Це є аналогом зростання кількості кінетичної енергії, що переходить в енергію продуктів реакції під час зіткнення вихідних частинок у системі центру мас (Ц-системі) порівняно з протіканням реакції за статичної мішені, тобто в лабораторній системі (Л-системі). Коефіцієнт  $c_{ст}$ , згідно з [8], може бути вибраний 10. Справді, добре відомо, що максимальний вихід енергії в екзотермічній ядерній реакції здійснюється в Ц-системі. Однак, мало хто звертає увагу на величину виграшу в енергії реакції під час протікання її в Ц-системі (наприклад, у колайдері) і в Л-системі (реакція протікає з нерухою мішенню, що опромінюється пучком частинок). Добрий приклад, який дозволяє проілюструвати величину такого виграшу в енергії, подано в [17], де отримані оцінки мінімальної кінетичної енергії протонів та антипротонів, що зіштовхуються в прискорювачі на зустрічних пучках (Ц-система) та в експерименті з нерухою мішенню (Л-система), яка необхідна для нейтральних бозонів слабого поля ( $Z^0$  бозонів). Були отримані такі оцінки: для Ц-системи мінімальна кінетична енергія протонів дорівнює 45.6 GeV, а для Л-системи — 4434.0 GeV, тобто виграш в енергії продуктів реакції у 100 разів.

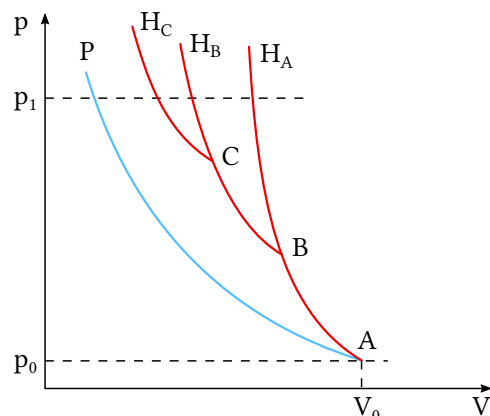


Рис. 1. До питання про однократне, багатократне та адіабатичне стискання газу до однакового тиску  $P_1$  ( $H_A, H_B, H_C$  — ударні адіабати, для яких точки A, B, C є початковими; P — адіабата Пуассона) [16].

Згідно з [8, стор. 56] і [18] під час зіткнення двох ( $N = 2$ , де  $N$  — кількість ударних хвиль у зіткненні) ударних хвиль з однаковою амплітудою тиску  $c_{ст} = 6$ , а у випадку збіжної сферичної хвилі  $N > 2$  і  $c_{ст} \approx 10$ .

Згідно [16] для одноатомного газу  $\gamma = \frac{5}{3}$  і граничний стиск дорівнює 4; для двоатомного газу в припущенні, що коливання не збуджені,  $\gamma = \frac{7}{6}$  і граничний стиск дорівнює 6; якщо вважати, що збуджені коливання,  $\gamma = \frac{9}{7}$  і граничний стиск дорівнюють 8.

Також згідно з [16], оскільки рівняння стану Гюґоніо залежить від двох параметрів, то не можна прийти до одного й того самого кінцевого стану газу стисканням декількома ударними хвилями і однією ударною хвилею, виходячи з того самого початкового стану. Наприклад, якщо пустити по одноатомному газу сильну ударну хвилю, то газ стиснеться в чотири рази, а якщо пустити одну за одною дві сильні ударні хвилі,

залишаючи незмінним кінцевий тиск, то газ стиснеться в 16 разів.

Це твердження ілюструє рис. 1 з [16].

Зазначимо, що стискання газу декількома послідовно ініційованими сферичними збіжними ударними хвилями Козирев у [8] називає каскадною ударною хвилею.

Дані про амплітуди тиску в ударних хвилях у деяких класичних вибухових речовинах (ВР) підвищеної потужності (тетранітропентаеритрит (ТЕН)), нітрогліцерин, азид свинцю), які можуть бути використані для оцінок, наведені в таблиці 1.

ВР	Швидкість детонації, $D$ , м/сек	Густина ВР, $\delta_{ВР}$ , г/см <sup>3</sup>	Густина продуктів детонації, $\delta$ , г/см <sup>3</sup>	Тиск продуктів детонації, $P_d$ , атм	Тиск під час відбиття, $P_{від}$ , атм
ТЕН	7900	1.60	2.12	250000	560000
Нітрогліцерин	7900	1.60	2.12	250000	560000
Азид свинцю	5890	4.70	6.30	400000	900000

Таблиця 1. Дані з [8].

На основі викладеного за допомогою виразу (3) для  $T_0 = 300 K, P_0 = 1$  атм отримано оцінки граничних температур, які наведені в таблицях 2 і 3.

ВР	Тиск $P_1$ , атм	Одна уд. хвиля	Каскад з двох уд. хвиль	Одноатомн. газ, $c_{сф}$	Двоатомн. газ без колив., $c_{сф}$	Двоатомн. газ із колив., $c_{сф}$	Гранич. температура, $10^7 K$
ТЕН	250000	•		2.25	—	—	4.22
ТЕН	250000		•	6.34	—	—	11.89
ТЕН	250000	•		—	3.30	—	4.21
ТЕН	250000		•	—	10.88	—	13.87
ТЕН	250000	•		—	—	3.99	3.89
ТЕН	250000		•	—	—	15.96	15.56
Азид свинцю	400000	•		2.25	—	—	6.75
Азид свинцю	400000		•	6.34	—	—	19.02
Азид свинцю	400000	•		—	3.30	—	6.74
Азид свинцю	400000		•	—	10.88	—	22.19
Азид свинцю	400000	•		—	—	3.99	6.24
Азид свинцю	400000		•	—	—	15.96	24.90

Таблиця 2. Розрахунки для  $c_{ст} = 1$ .

ВР	Тиск $P_1$ , атм	Одна уд. хвиля	Каскад з двох уд. хвиль	Одноатомн. газ, $c_{сф}$	Двоатомн. газ без колив., $c_{сф}$	Двоатомн. газ із колив., $c_{сф}$	Гранич. температура, $10^7 K$
ТЕН	250000	•		2.25	—	—	8.44
ТЕН	250000		•	6.34	—	—	23.78
ТЕН	250000	•		—	3.30	—	8.42
ТЕН	250000		•	—	10.88	—	27.74
ТЕН	250000	•		—	—	3.99	7.78
ТЕН	250000		•	—	—	15.96	31.12
Азид свинцю	400000	•		2.25	—	—	13.50
Азид свинцю	400000		•	6.34	—	—	38.04
Азид свинцю	400000	•		—	3.30	—	13.48
Азид свинцю	400000		•	—	10.88	—	44.38
Азид свинцю	400000	•		—	—	3.99	12.48
Азид свинцю	400000		•	—	—	15.96	49.80

Таблиця 3. Розрахунки для  $c_{ст} = 2$ .

Отже, подані в таблицях 2 і 3 оцінки для граничних температур показують, що досягаються термоядерні температури синтезу.

### ІІІ. ФІЗИЧНА МОДЕЛЬ ІДН, СИСТЕМА ГАЗОДИНАМІЧНИХ РІВНЯНЬ ТА ІНШИХ РІВНЯНЬ ІДН І РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ

Разом із рівняннями гідродинаміки (газодинаміки) фізична модель ІДН повинна включати рівняння теплопереносу в середовищі ІДН.

Оскільки процес в ІДН є високошвидкісним (згідно з табл. 1, швидкість ударної хвилі  $\sim 6000 - 8000$  м/с), при цьому необхідно враховувати процеси переносу енергії випромінюванням, тобто враховувати втрати енергії, викликані цими процесами. Справді, якісний перехід до режиму переносу енергії випромінюванням відбувається за порівняності гідродинамічного та радіаційного потоків енергії [19], тобто за умови:

$$\sigma T^4 / \rho v^3 \sim 1, \quad (5)$$

де  $\sigma$  — стала Стефана–Больцмана,  $\rho$  — густина середовища,  $v$  — швидкість ударної хвилі. Система рівнянь газодинаміки для ІДН у зображенні Ейлера має такий вигляд (наприклад, [16, 19]):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}_m(\mathbf{r}, t)) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_m(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + (\mathbf{V}_m(\mathbf{r}, t) \text{div}) \mathbf{V}_m(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{\rho} \nabla P(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \text{div}(\rho E \mathbf{V}_m) + \text{div}(P \mathbf{V}_m) + \rho Q - \text{div} \mathbf{S} = 0, \quad (8)$$

де  $\rho$  — густина речовини,  $\mathbf{V}_m$  — масова швидкість,  $E = \varepsilon + V_m^2/2$  — густина повної енергії, а  $\varepsilon$  — її тепловий складник,  $P$  — тиск,  $Q$  — густина виділення енергії за одиницю часу (вона пропорційна швидкості реакції синтезу в стисненій D–T плазмі),  $\mathbf{S}$  — потік випромінювання.

Рівняння для потоку випромінювання:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty \mathbf{S}_\nu d\nu, \quad (9)$$

де

$$\mathbf{S}_\nu = \int_0^\infty I_\nu \boldsymbol{\Omega} d\Omega, \quad (10)$$

$$I_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) = h\nu c f(\nu, \mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) d\nu d\Omega, \quad (11)$$

де  $\boldsymbol{\Omega}$  — одиничний вектор, який задає напрямок руху квантів,  $\nu$  — частота квантів,  $c$  — швидкість світла у вакуумі,  $h$  — стала Планка,  $f$  — функція розподілу інтенсивності випромінювання за частотами.

Для задання розподілу інтенсивності випромінювання за частотами використовуємо функцію Віна, наприклад [20]:

$$f_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{c^3} \exp(-h2\pi\nu/kT). \quad (12)$$

Для розв'язання задачі необхідно задати рівняння стану стиснутого D–T газу, в ролі якого використано ударну адіабату (рівняння Гюґоніо) [16, 21]:

$$P_1 = H(V_1, P_0, V_0), \quad (13)$$

яку в низці випадків, коли термодинамічні зв'язки  $\varepsilon(P, V)$  або  $\varepsilon(P, \rho)$  виражаються простими формулами, можна записати в явній формі. Зазначимо, що в нашій задачі термодинамічні властивості системи вважаються відомими.

Наприклад, згідно з [16], для ідеального газу зі сталою теплоємністю рівняння Гюґоніо має такий вигляд:

$$P_1 = \frac{(\gamma + 1)V_0 - (\gamma - 1)V_1}{(\gamma + 1)V_1 - (\gamma - 1)V_0} P_0, \quad (14)$$

а відношення об'ємів і температур:

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{(\gamma - 1)P_1 + (\gamma + 1)P_0}{(\gamma + 1)P_1 + (\gamma - 1)P_0}, \quad (15)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{P_1 V_1}{P_0 V_0}. \quad (16)$$

Систему рівнянь газодинаміки для ІДН (рівняння (6 - 8) розв'язували відносно невідомих  $P, \rho$  та  $\mathbf{V}$  чисельним методом. Обчислення цієї системи рівнянь гідродинаміки здійснювалося методом крупних частинок [22], а рівняння переносу випромінювання, які записані в багатогруповому наближенні, розв'язували  $S_n$ -методом [23].

Розрахункова схема була протестована за допомогою порівняння результатів розрахунку, який моделює стискання дейтерію, із експериментальною  $P - \rho$  діаграмою для дейтерію, поданою в [21].

Оскільки вихід нейтронів збігається з виходом реакції термоядерного синтезу  $T(d, n)^4\text{He}$ , то його розраховано за такою формулою:

$$\varphi = \int_{V_s}^{V_f} \int_{t_s}^{t_f} \tilde{\rho}^2 \langle v\sigma \rangle dt dV, \quad (17)$$

де  $\tilde{\rho}$  — густина частинок плазми,  $\langle v\sigma \rangle$  — усереднений за швидкостями теплового руху частинок переріз реакції синтезу, який був розрахований чисельно згідно з таким виразом з [24]:

$$\langle v\sigma \rangle = (\pi m)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\theta}{2}\right)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} K dK \sigma(K) \exp\left[-\frac{K}{\theta}\right], \quad (18)$$

де  $\theta = kT$ ,  $m$  — зведена маса нуклідів D і T, що взаємодіють,  $\sigma(K)$  — переріз реакції синтезу [25],  $t_s$  — час початку протікання реакцій синтезу, який під час моделювання визначають за моментом досягнення термоядерних температур у стисненій D–T плазмі, а  $t_f$  — час закінчення протікання реакцій синтезу, який під час моделювання визначається за моментом, коли масова швидкість  $V_m$  дорівнює нулеві,  $V_s$  та  $V_f$  — об’єми плазми в моменти часу  $t_f$  та  $t_s$  відповідно.

Були проведені модельні розрахунки ІДН сферичної (рис. 2) та циліндричної форм (рис. 3).

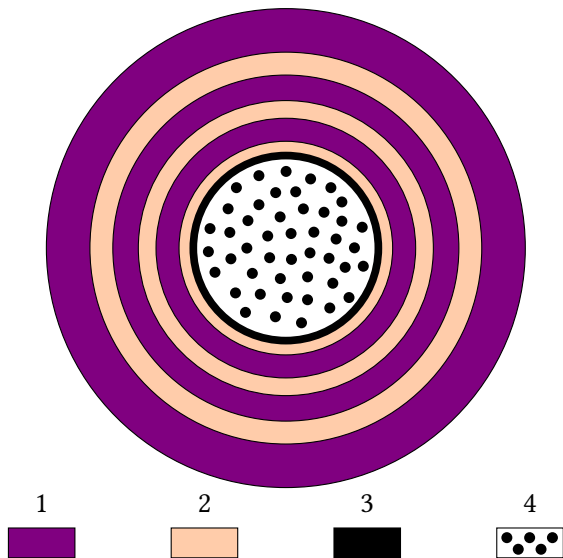


Рис. 2. (кольоровий онлайн) Розрахункова схема ІДН сферичної форми (1 — шари ВР, 2 — шари темплену, 3 — металевий лайнер, 4 — газова суміш D–T).

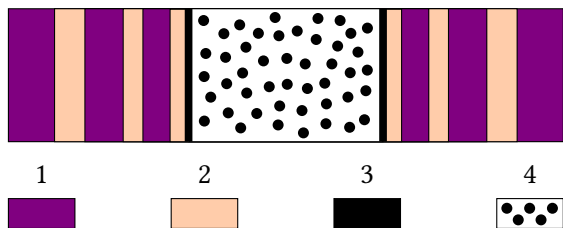


Рис. 3. (кольоровий онлайн) Розрахункова схема ІДН циліндричної форми (1 — шари ВР, 2 — шари темплену, 3 — металеві лайнери, 4 — газова суміш D–T).

Проведено моделювання ІДН, у яких структуру ВР задано як у формі одного шару ВР, так і у формі перемешаних шарів ВР (азид свинцю,  $\rho = 4,7 \text{ г/см}^3$ )

і темплену ( $\rho = 0,8 \text{ г/см}^3$ ). Стискався 1 моль D–T газу ( $\rho_0 = 0,1 \text{ г/см}^3$ ), маса ВР  $\sim 500 \text{ кг}$ . Під час моделювання ІДН у сферичній геометрії була досягнута гранична температура  $19,81 \cdot 10^7 \text{ K}$ , гранична густина  $\rho_{\text{макс}} = 1,6 \text{ г/см}^3$ , а також вихід нейтронів  $9,4 \cdot 10^{17}$  в імпульсі, енергія нейтронів  $\sim 14 \text{ MeV}$ . А під час моделювання ІДН у циліндричній геометрії була досягнута гранична температура  $13,47 \cdot 10^7 \text{ K}$ , гранична густина  $\rho_{\text{макс}} = 1,2 \text{ г/см}^3$ , а також вихід нейтронів  $6,7 \cdot 10^{16}$  в імпульсі.

Зазначимо, що аналіз отриманих результатів не виявив жодних нестійкостей чи асиметрій модельованого процесу. На нашу думку, спостережувані в експерименті нестійкості та асиметрії пов’язані з асиметрією граничних та неоднорідністю початкових умов під час процесу. У наших розрахунках граничні умови задавали симетричними (відповідно до сферичної або циліндричної геометрії), звичайно, у межах похибки задания дійсних чисел. Початкові стани середовищ, у яких розвивався процес, задавали однорідними. Такі умови, вочевидь, є надто ідеалізованими порівняно з умовами експерименту. Втім, у цій статті подано лише перші результати нашого дослідження. Надалі ми плануємо розробити модельовальну програму так, щоб мати змогу, по-перше, повноцінно моделювати динаміку процесу, а по-друге, задавати асиметричні граничні умови та вводити неоднорідності до початкових станів середовищ. Це має наблизити результати моделювання до спостережуваних в експерименті.

## ВИСНОВКИ

Подано фізичну модель і систему рівнянь для імпульсного джерела нейтронів (ІДН) високої енергії ( $14 \text{ MeV}$ ), що випускаються реакціями синтезу під час стискання D–T газу кумулятивними детонаційними хвилями. Система рівнянь ІДН включає систему газодинамічних рівнянь, яка враховує перенос енергії випромінюванням, рівняння для потоку випромінювання, рівняння ударної адиабати (адиабата Гюґоніо) для стисненого газу, рівняння для виходу нейтронів.

Проведено моделювання динаміки ІДН для сферичної та циліндричної геометрії й отримано розрахункові граничні температури D–T плазми, її густини та вихід нейтронів в імпульсі.

Наведені оцінки для граничних температур і результати моделювання демонструють, що на основі розглянутого підходу досягаються термоядерні температури синтезу і протікає реакція синтезу, вихід якої визначає вихід нейтронів.

Зазначимо, що реалізація ІДН підтверджується також опублікованими в [8–12] результатами проведеного експерименту. А розбіжності між експериментальними результатами й ідеалізованими розрахунковими нейтронними виходами в [8–12] можуть бути пов’язані з такими причинами. З проблемою асиметрії збіжної сферичної ударної хвилі, оскільки для ініціації вибухової хвилі з поверхні ВР використовували складну систему детонаторів, і асиметрія ударної хвилі мог-

ла бути викликана дискретністю зон дії детонаторів, а також похибками електронного пристрою, що відповідає за синхронізацію роботи детонаторів. Малий вихід нейтронів може бути також пов'язаний з малою кількістю D–T суміші (всього 0,1 г) і недостатньою кількістю ВР (у [8–12] немає даних про кількість ВР в експериментальному пристрої), оскільки вихід нейтронів визначається кількістю реакцій синтезу, а як показано у [8], ця кількість зумовлена співвідношенням часу ініціалізації реакції синтезу  $t_{\text{fusion}}$  в стисненій D–T суміші і часу її інерційного стиснення  $t_{in}$  (після закінчення інерційного стиснення  $t_{in}$ , починаючи з моменту досягнення стану максимального стиску, стиснена речовина починає розтискатися, тобто розлітатися у зворотному напрямку), тобто для значного виходу нейтронів необхідне виконання умови  $t_{\text{fusion}} \leq t_{in}$ . А час інерційного стиснення  $t_{in}$  залежить від маси газу і ВР в пристрої. Маса ВР, своєю чергою, — від густини ВР. Вихід нейтронів, як також показано у [8], залежить від ступеня граничного стиску, оскільки час ініціалізації реакції синтезу  $t_{\text{fusion}}$  залежить від ступеня стиску експоненціальним способом і різко знижується з її збільшенням (згідно з оцінкою у [8], збільшення граничного стиску на 10% зменшує  $t_{\text{fusion}}$  на два порядки), а ступінь граничного стиску можна збільшити за допомогою каскаду з двох ударних хвиль.

З метою підвищення виходу нейтронів й оптимізації геометричних параметрів і ваги імпульсного джерела нейтронів під час проведення НДДКР за розробкою ІДН потрібно ставити такі завдання:

а) стиснення D–T суміші повинне бути реалізоване за допомогою каскадної ударної хвилі або шаруватої структури ВР;

б) синхронізація ініціації вибухової ударної хвилі з поверхні сферичного шару вибухової речовини (ВР) сьогодні може бути технічно реалізована за допомо-

гою випромінювання лазера із заданою довжиною хвилі випромінювання і ВР, чутливої до випромінювання цього лазера [26–32], що також дозволить розв'язувати проблему асиметрії сферично збіжної ударної хвилі і тим самим підвищить її стійкість;

в) для зниження переносу енергії випромінюванням до складу ВР і стисненої газової суміші може бути додана добавка важких елементів як пасивних домішок: солі важких металів, металоорганічні сполуки, а також, наприклад, азид свинцю, гримуча ртуть та інші ВР, що містять важкі елементи (у газову суміш також можна ввести важкі елементи (наприклад, пари ртуті) або в момент вибуху підірвати в центрі малий заряд азиду свинцю, або випарувати за допомогою вибуху невелику кількість металу [8]);

г) для підвищення виходу нейтронів потрібно збільшити кількість дейтерію і тритію, які вступили в реакцію синтезу, для чого можна використовувати ВР, у якій водень цілеспрямовано хімічним способом замінений на дейтерій і тритій (наприклад, якщо використовувати як ВР тетранітрометанову суміш у розчині нітробензолу як у проведеному експерименті [8–12], то замість звичайного нітробензолу можна використовувати важкий нітробензол), оскільки продукти вибуху, що утворюють детонаційну хвилю, міститимуть дейтерій і тритій, які також візьмуть участь у реакції синтезу [8].

Наостанок зазначимо, що оскільки метод [13], за допомогою якого в експерименті [9–12] проводилася оцінка температури термоядерної плазми, базується на “гаусіані Бріска” [13], який задає розподіл нейтронів за енергіями і не враховує уповільнення нейтронів під час їх взаємодії із середовищем, він може бути уточнений. Справді, енергетичний спектр нейтронів може бути уточнений за допомогою теорії уповільнення нейтронів [33].

[1] V. D. Rusov *et al.*, *Sci. Technol. Nucl. Instal.* **2015**, 703069 (2015); <https://doi.org/10.1155/2015/703069>.  
 [2] V. D. Rusov *et al.*, *Progr. Nucl. Energy* **83**, 105 (2015); <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2015.03.007>.  
 [3] *Проблемы физики высоких плотностей энергии. XII Харитоновские тематические научные чтения. Доклады*, под ред. Е. А. Шаповаловой (Изд-во ФГУП “РФЯЦ-ВНИИЭФ”, Саров, 2010).  
 [4] A. Taylor *et al.*, *Science* **315**, 1092 (2007); <https://doi.org/10.1126/science.1127185>.  
 [5] *Ядерный синтез с инерционным удержанием. Современное состояние и перспективы для энергетики*, под ред. Б. Ю. Шаркова (ФИЗМАТЛИТ, 2005).  
 [6] *Energy from inertial fusion*, edited by W. J. Hogan (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1995).  
 [7] Ф. Абзаев *и др.*, *Журн. эксп. теор. физ.* **114**, 155 (1998).  
 [8] А. С. Козырев, *Газодинамический термоядерный синтез* (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2005).

[9] В. А. Александров *и др.*, *Вопр. атом. наук. техн. Сер. Матем. модел. физ. проц.* **4**, 92 (1992).  
 [10] В. А. Александров *и др.*, *Хим. физ.* **12**, 746 (1993).  
 [11] Н. Попов *и др.*, *Усп. физ. наук* **178**, 1087 (2008); <https://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200810f.1087>.  
 [12] А. Н. Анисимов *и др.*, *Хим. физ.* **12**, 746 (1993).  
 [13] О. К. Сурский, Ю. А. Зысин, *Докл. АН СССР* **227**, 1327 (1976).  
 [14] Е. И. Забабахин, *Журн. эксп. теор. физ.* **49**, 642 (1966).  
 [15] Е. И. Забабахин, И. Е. Забабахин, *Явления неограниченной кумуляции* (Наука, Москва, 1988).  
 [16] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, Москва, 1966).  
 [17] И. М. Капитонов, *Введение в физику ядра и частиц* (УРСС, Москва, 2002).  
 [18] А. Ф. Беляев, *Сборник статей по теории ВВ* (НКАП, Государственное издательство оборонной промышленности, 1940).

- [19] Г. С. Романов, Л. В. Рудак, А. В. Тетерев, Хим. физ. **12**, 749 (1993).
- [20] Э. В. Шпольский, *Атомная физика. Т.1* (Наука, Москва, 1984).
- [21] Р. Ф. Трунин, *Исследования экстремальных состояний конденсированных веществ методом ударных волн. Уравнения Гюгонно* (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2006).
- [22] О. М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов, *Метод крупных частиц в газовой динамике* (Наука, Москва, 1982).
- [23] Б. Карлсон, К. Латроп, *Вычислительные методы в физике реакторов* (Атомиздат, 1972).
- [24] Н. Brysk, *Plasma Phys.* **15**, 611 (1973); <https://doi.org/10.1088/0032-1028/15/7/001>.
- [25] S. N. Abramovich, B. Y. Guzhovskij, V. A. Zherebtsov, A. G. Zvenigorodskij, *Nuclear Pphysics Constants for Thermonuclear Fusion. A Reference Handbook* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1991).
- [26] А. В. Чернай, дис. докт. фіз.-мат. наук (Дніпропетровськ, 2003).
- [27] А. Чернай, В. Соболев, Н. Налисько, Сб. научн. трудов Нац. горн. акад. Укр. **3**, 225 (2001).
- [28] А. Чернай, В. Соболев, Н. Налисько, Вісн. КрНУ ім. М. Остроградського **98**(1), 70 (2016).
- [29] В. Чернай, В. Соболев, Н. Білан, *Матеріали міжнародної конференції "Форум гірників-2007"* (Нац. гірничий ун-т, Дніпропетровськ, 2007), с.174.
- [30] В. Ципилев, Е. Морозова, *Изв. вузов. Физ.* **52**, 324 (2009).
- [31] В. Таржанов, А. Зинченко, В. Сдобнов, *Физ. горения и взрыва* **32**, 113 (1996).
- [32] A. Chernay, V. Sobolev, M. Iliushin, *Schnaider alexander. patent #de19546342. Germany, C06B 23/00.* (initieren der Sprengstoff / Schnaider Alexander, 1999).
- [33] V. Rusov, V. Tarasov, S. Chernenchenko, A. Kakaev, V. Smolyar, *Eur. Phys. J. A* **53**, 179 (2017); <https://doi.org/10.1140/epja/i2017-12363-9>.

**IMPULSE SOURCE OF HIGH ENERGY NEUTRONS EMITTED BY FUSION REACTIONS AFTER COMPRESSION OF D-T GAS BY CUMULATIVE DETONATION WAVES**

V. D. Rusov, V. A. Tarasov, S. A. Chernenchenko, V. P. Smolyar, V. V. Urbanevich, T. N. Zelentsova  
*Odesa National Polytechnic University,  
 Department of Theoretical and Experimental Nuclear Physics,  
 1, Shevchenko ave., Odesa, UA- 65044, Ukraine  
 e-mail: siiiis@te.net.ua*

We develop a physical model and a system of equations for the impulse neutron source (INS) of high-energy neutrons ( $\sim 14$  MeV) emitted by fusion reactions during the compression of D-T gas by cumulative detonation waves. The system of INS equations includes a system of gas dynamic equations that takes into account the energy transfer by radiation, equations for the radiation flux, the equation of the shock adiabat (the Hugoniot adiabat) for a compressed gas, and the equation for the neutron yield.

We perform the INS dynamics simulation for the spherical and cylindrical geometries, and calculate maximum temperatures of D-T plasma, its density and neutron yield in the pulse.

The obtained temperature estimates and the simulation results show that the thermonuclear fusion temperatures are reached within this approach, and the fusion reactions proceed. Their yield determines the yield of neutrons.