

Енергетична ефективність сильнострумового діода при еволюції вибухового режиму с загостренням в аноді

А. Адаменко^{1, *}, В. Новіков^{1, *}, В. Левченко¹, В. Прокопенко^{1, 2}, А. Шаповал^{1, 2}, А. Пашенко^{1, 2}, В. Петухов^{1, 2}, І. Шаповал^{1, 2}

¹Протон – 21, Київ, Україна

²ІНЦ ХФТІ, Харків, Україна

* автор для листування

ІНФ О С Т А Т Т І

Історія статті:

Отримано: ММ DD, 2023;

Прийнято: ММ DD, 2023;

Опубліковано: ММ DD, 2023

Ключові слова:

режим вибуху,
сильнострумовий діод,
мішень,
потік енергії,
механічна деформація,
енергоефективність

А Н О Т А Ц І Я

Наведено результати експериментальних досліджень потоків енергії, що виділяються під час вибуху діодної мішені, ініційованого сильнострумовим пучком релятивістських електронів. Оцінено енергію продуктів вибуху мішені, необхідну для реалізації спостережуваної деформації структурних елементів діода. Вимірювання параметрів продуктів вибуху мішені та скінченно-елементне моделювання механічної деформації елементів катодної системи показують, що енергія, яка виділяється під час вибуху мішені, значно перевищує енергію, що вкладається в неї.

1. Вступ

Реакції ядерного синтезу є найпоширенішим джерелом енергії у Всесвіті, вони живлять зірки і галактики та створюють усі елементи, важчі за водень і гелій.

Однак відтворення цього процесу на Землі наразі є ресурсомістким завданням і залишається в першу чергу науковим пошуком, а не промисловою технологією. Найуспішніші на сьогоднішній день методи включають термоядерні проекти з використанням токамаків і надпотужних лазерів ([1]–[2]), а також інерційне утримання за допомогою імпульсних пучків, такі як Sandia Z-pinch [3]. Інший підхід, інерційне електро-статичне утримання [4] з віртуальними електродами (див. [5–6]), здатний продукувати реакції синтезу, але менш енергоефективний, ніж лазерний синтез.

У лабораторії «Протон-21» прогрес у вирішенні проблеми інерційного термоядерного синтезу був досягнутий завдяки застосуванню принципів самоорганізації та управління складними системами з використанням сильнострумових релятивістських діодів. На новітніх установках «Протон-21» використовується

структура драйвера, подібна до Sandia Z-pinch, але зі значно меншою початковою енергією (порядку 30 кДж) і спеціальною конструкцією мішені та реактора [7,8], що дозволяє імітувати термоядерні реакції, які відбуваються в зірках, що колапсують, і при вибухах наднових зірок [9,10].

Основні елементи концепції керованого термоядерного синтезу, що самоорганізується, були опубліковані в книзі за редакцією С. Адаменко та ін. [7], а також у статтях [11]–[19].

На сьогоднішній день, починаючи з 1999 року, в «Протон-21» накопичено потужну базу експериментальних результатів, частина з яких описана в роботах [7] і [22]–[25], а самі установки захищені міжнародним патентом С. Адаменко [8].

Перші розроблені в лабораторії установки (установки типу РВД) були створені на основі плазмового розмикача. Вони були здатні генерувати імпульси пучка електронів тривалістю до 40 наносекунд, з енергією електронів до 500 кеВ, а енергія пучка електронів під час імпульсу сягала сотень джоулів з запасом енергії в первинному ємнісному накопичувачі до 5 кДж.

Коли пучок електронів потрапляв на анод мішені, він ініціював хвилю нелінійної густини, яка рухалася від

поверхні до оптичного центру мішені з режимом гіперболічного зростання. Це призводило до вибуху мішені в центральній частині, а продукти розліталися на всі боки з високими швидкостями близько 10^6 см/с і більше.

Експерименти в лабораторії «Протон-21» завжди супроводжувалися онлайн і офлайн вимірюваннями, включаючи вимірювання імпульсів напруги і струму в діоді, випромінювання в оптичному діапазоні, а також рентгенівське і гамма-випромінювання.

В офлайн режимі, наприклад, проводилися трекові [7,22-23] і мас-спектроскопічні вимірювання [16].

Під час експериментів на цих установках були отримані перші результати з самоорганізаційного ядерного синтезу в мішенях (анодах), виготовлених з різних матеріалів, і експериментально досліджені продукти синтезу як легких, так і важких елементів [7,20,25]. Маса мішені, що брала участь у процесах синтезу, в цих експериментах не перевищувала кількох міліграмів.

Наступні дві установки лабораторії «Протон-21» – СІНГ і ШАД з запасом первинної енергії від 30 кДж до 55 кДж – були призначені для послідовного збільшення маси мішені та енергії, що виділяється в термоядерних реакціях, ініційованих впливом сильнострумового імпульсного пучка електронів на поверхню мішені.

Збільшення маси мішені, що бере участь у синтезі, можна було досягти як за рахунок збільшення потужності установок, а відповідно і енергії імпульсного пучка електронів від значень близько кДж в СІНГ до значень близько 10 кДж в ШАД, так і за рахунок збільшення радіуса мішені при збереженні критичної густини струму на мішені. При цьому в ШАД маса частини мішені, що бере участь у синтезі, наблизилася до значень порядку грама.

У кожному експерименті з використанням установок останнього покоління в результаті впливу пучка електронів з енергією до 10 кДж на поверхню мішені радіусом міліметри ініціювалися процеси енерговиділення в режимі вибуху (про режим вибуху див., наприклад, [7,16,21]) і в центральній області мішені відбувався вибух.

Продукти вибуху анода-мішені і потоки енергії розсіювалися з центральної області і спостерігалися, в тому числі, оптичними методами: Допплерівське розширення спектральної лінії, метод часового прольоту і запис процесу вибуху і розсіювання продуктів з високою швидкістю відкриття затвора.

Вимірювання простежують швидкості розльоту продуктів зі значеннями порядку 10^7 см/с. Продукти вибуху мішені деформували катодну систему. Ця механічна робота деформації була оцінена в результаті математичного моделювання впливу імпульсів тиску продуктів вибуху на катодну систему.

Як результати моделювання, так і оптичні вимірювання дають змогу оцінити енергію потоку продуктів вибуху в значеннях порядку сотень кДж.

У статті представлено результати цих досліджень, які свідчать про високу енергетичну ефективність Q (відношення енергії, що виділяється в процесі детонації мішені, до енергії первинного накопичувача) установок «Протона-21», яка перевищує 10.

2. Про загальну концепцію керування ядерним синтезом в аноді сильнострумового діода

На перших установках «Протон-21» вдалося досягти керованого колективного синтезу в мішені з різних матеріалів і зареєструвати трансмутацію ядер мішені в широкий спектр новоутворених елементів у макрокількостях (близько міліграма елементів, що утворюються в результаті трансмутації на перших установках). Структурну схему останніх модифікацій установок (установки типу ШАД) показано на рис. 1.

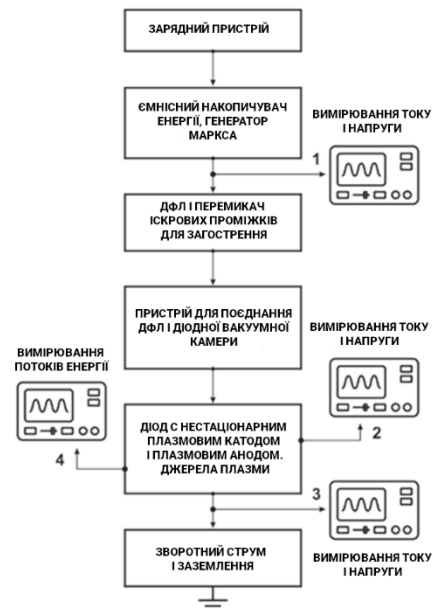


Рис. 1. Структурна схема установки ШАД. Позначено ділянки для вимірювання струмів і напруг в установці. Енергія ємнісного накопичувача генератора Маркса (близько 30 кДж, різниця потенціалів на конденсаторах U_0 менше 100 кВ (зазвичай близько 65 кВ).

(1) Напруга на виході накопичувача імпульсів U_s становить близько 950 кВ.

(2) Струм пучка в діоді для різних експериментів становив у середньому від 250 кА до 400 кА (енергія пучка близько 12 кДж).

(3) Струм на виході діода після вибуху мішені становив близько МА і вище (енергія струму близько 100 кДж).

(4) Потік енергії частинок і випромінювання з області вибуху становить близько кількох сотень кДж.

Як показано на блок-схемі, імпульс високої напруги подається на вакуумний проміжок плазмової катодно-анодної системи діода. Відстань між самим катодом і анодом складається з області, зайнятої плазмою, що

рухається в проміжку, і області вакууму, що стискається.

Активний опір вакуумного проміжку діода на початку процесу великий (величина порядку тисячі Ом і з часом падає до нуля, коли проміжок зникає), а опір плазмового провідника зростає від нуля до максимального значення, яке дорівнює опорі цього плазмового провідника довжиною, що дорівнює початковому зазору між катодом і анодом.

Імпульс струму визначається імпульсом високої напруги на діоді та імпедансом діода як функцією часу. Очевидно, що імпеданс діода контролюється температурами фонові і розрядної плазми та часом їх появи в катодно-анодному проміжку. Уявна частина імпедансу нелінійно залежить від характерних часів процесу і контролюється формою імпульсів напруги і струму. Струм у діоді визначається модулем його імпедансу.

Типова залежність імпедансу діода від часу показана на рис. 2, а відповідні імпульси напруги та струму – на рис. 3.

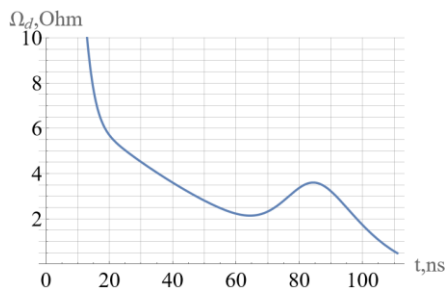


Рис. 2. Типова залежність імпедансу діода від часу.

Активний опір діода дорівнює сумі опорів вакуумного

проміжку $\Omega_{\text{акт}} \approx \frac{1}{U^{1/2}} \frac{d_{\text{акт}}^2}{S_{\text{тор}}}$ для значення катодно-анодного

зазору, що дорівнює і опорі плазмового провідника $\Omega_{\text{пл}} \sim l_{\text{пл}}(t)$

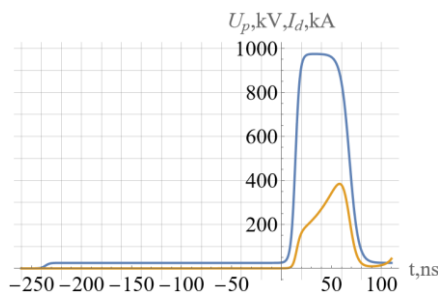


Рис.3. Характерний вигляд імпульсу струму в діоді, показаний разом з імпульсом високої напруги. Характерна форма імпульсу струму визначається: часовим зсувом максимуму імпульсу струму від максимуму напруги, тривалістю імпульсу струму, тривалістю переднього фронту імпульсу струму, амплітудою імпульсу струму. Максимальне значення потужності пучка електронів становить близько 10^{12} Вт

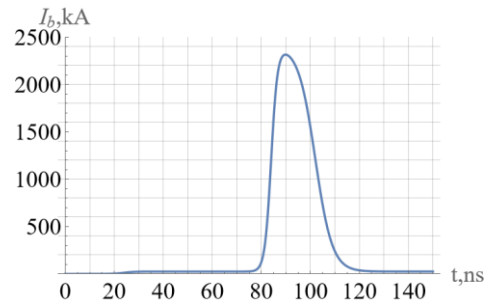


Рис.4. Характерний вигляд струму після виходу з області анода, що вибухнуло (в області зворотного провідника). Спостерігається ефект скидання заряду в діоді з віртуальним катодом [5]. Амплітуда струму в кілька разів перевищує амплітуду струму в діоді і в деяких експериментах перевищувала 2.5 MA. Енергія струму за весь час після вибуху досягала 100 кДж, що перевищувало енергію (близько 30 кДж), яка містилася в первинному накопичувачі

Необхідні умови для синтезу в мішені досягаються під впливом пучка електронів на поверхню анода-мішені. Коли імпульсний пучок електронів фокусується на поверхні анода-мішені, електрони пучка проникають в матеріал на певну глибину в мкм $l_e(U_{KV}, \rho) \approx k_{\text{coll}}(j) 0.6 U_{KV}^{5/3} \rho^{-1}$, яка залежить від щільності ρ речовини анода в грамах на кубічний сантиметр, енергії електронів, що відповідає потенціалу U_{KV} в кіловольтах і залежить від щільності струму $0.3 \leq k_{\text{coll}}(j) \leq 1$ ($k_{\text{coll}}(j) \approx 1$ при низькій щільності струму і $k_{\text{coll}}(j) \approx 0.3$ при високій щільності струму).

Таким чином, можна припустити, що між поверхнею анода і поверхнею, біля якої електрони зупиняються всередині мішені, реалізується дрейфовий простір. Електрони, що влітають в цей шар, формують розподіл потенціалу з мінімумом в певній області (область віртуального електрода) і з'являються пучкові електрони, відбиті від цієї області.

Динаміка потоку енергії пучка електронів і розподіл потенціалу в аноді під дією високовольтного імпульсу визначається параметром

$$q_a(U_{KV}, j_{MA}, \rho) \approx 177.9 k_{\text{coll}}^2 j_{MA}(t) U_{KV}^{11/6}(t) \rho^{-2}.$$

Якщо густина струму $j_{MA}(t)$ в мегаамперах на квадратний сантиметр на мішені і енергія електронів в момент часу t_1 задовольняють умові $q > q_{\text{cr1}}$, то біля поверхні анода виникає система віртуальних електродів, в якій енергія драйвера накопичується до певного часу t_2 в інтервалі спаду напруги зовнішнього імпульсу. Цей момент часу визначається умовою $q < q_{\text{cr2}}$ [5].

Критичні значення q_{cr1} і q_{cr2} зменшуються зі збільшенням питомого опорів ρ_{Ω} матеріалу анода-мішені приблизно за співвідношеннями $q_{\text{cr1}} = k_{\Omega} 16/9$, $q_{\text{cr2}} = k_{\Omega} 8/9$, $k_{\Omega} \approx \exp(-\alpha \rho_{\Omega})$ [6].

Таким чином, після накопичення енергії імпульсної дії в тілі мішені ініціюється і розвивається нелінійна хвиля густини, яка рухається від поверхні до оптичного центру

мішені ([7]) в режимі імпульсу із загостренням (див. рис. 4).

Існують деякі якісні відмінності між нелінійною хвилею в концепції термоядерного синтезу, що самоорганізується, і в схемі інерційного синтезу (див. рис. 5).

У концепції когерентного інерційного термоядерного синтезу хвильовий фронт перебуває в когерентно корельованому стані і природним чином розділяє області «палива», що входить у хвилю, і продуктів згорання, які залишаються за фронтом хвилі, що рухається.

При досить швидкому збільшенні потужності дії драйвера на поверхню мішені динаміка плазмово-польових структур відбувається в режимі вибуху [21,16], в якому густина структури зростає самоузгоджено вибуховим чином в умовах електронного колапсу [28] і в когерентно корельованому стані [14].

Ця квазіпотенціальна структура нагадує реактор Буссарда-Фарнсворта з інерційним електростатичним утриманням [4], переведений у сильно нестационарний режим плазмово-польової структури, що рухається з самозростаючою енергією до центру мішені [7,13].

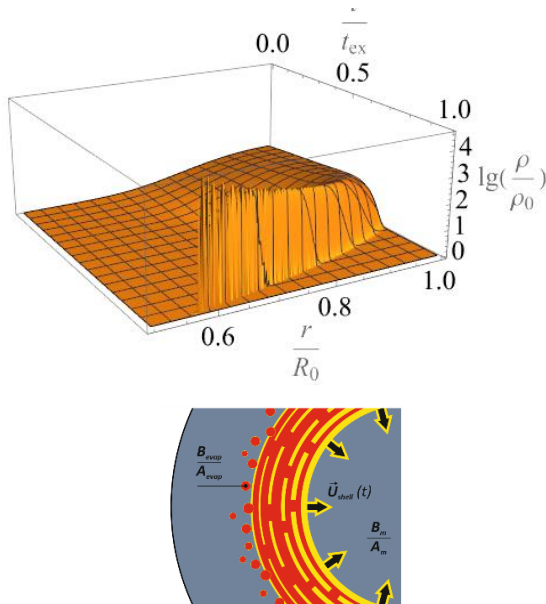


Рис. 5. Нелінійна хвиля, що поширюється від поверхні до оптичного центру мішені в режимі імпульсного вибуху. Фронт хвилі має фрактальну структуру [7,13] в когерентно корельованому стані, через яку фільтрується речовина середовища і утворюються нові ядра на фронті хвилі, що відстає. Оцінки густини нелінійної хвилі виконано в гідродинамічному наближенні з використанням методу лагранжевих частинок.

Високі прискорення на хвильовому фронті при вибуховій імпульсу призводять до того, що взаємодіючі частинки в області хвильового фронту опиняються в когерентно

корельованому стані (ККС). У когерентно корельованому стані ([14],[27]) на хвильовому фронті, вже на шляху від поверхні до центру мішені, створюються умови для придушення кулонівського бар'єру і для того, щоб при динамічній взаємодії всіх частинок між собою при екстремальних електронних густинах і прискореннях у великих об'ємах хвильового фронту в твердій мішені відбувався термоядерний синтез, подібний до реакцій термоядерного синтезу в зірках, що колапсують [9,10].

Складність технології ядерного синтезу пов'язана з тим, що при відносно низьких енергіях взаємодіючих частинок ймовірності процесів синтезу і прозорість кулонівських бар'єрів $\sim \exp(-2S_{\text{eff}}/\hbar)$ виявляються мізерно малими величинами через малість сталої Планка $\hbar$.

У неінерційних системах з вибуховим зростанням прискорень відбувається вибухове зростання коефіцієнта когерентності та кореляцій κ_{ph} на фазовому просторі, такі системи стають когерентно корельованими, а швидко зростаючі прискорення супроводжуються появою вибухово зростаючого множника, кратного постійній Планка.

Для оцінок можна прийняти той факт, що властивості КХС можна зрозуміти, ввівши ефективну сталу Планка

$$\hbar_{\text{eff}} = \hbar \frac{1}{\sqrt{1-\kappa_{ph}^2}} \quad [14] \quad \text{відповідно до співвідношень}$$

Шредінгера-Робертсона.

Враховуючи, що в оцінках ймовірності процесів за участю кулонівського бар'єру в експоненціальній фігурує константа, стає зрозумілим, що ймовірність синтезу в ККС може бути збільшена на десятки порядків. В роботах [7,18,19] було показано, що аналіз динамічної системи, утвореної частинками речовини, залученими в нелінійну хвилю, приводить до загального висновку про існування можливості ініціювання процесів самоорганізації в цій системі, що призводить до синтезу спектра елементів як результату «життєдіяльності» системи, що еволюціонує, на шляху від її зародження до її колапсу.

Поширеність елементів у продуктах синтезу залежить від ступеня нерівноважності та кореляцій у процесі синтезу. Особливості спектра продуктів синтезу чітко проявляються, якщо елементи синтезу розташовані в порядку зменшення їхньої поширеності. Отриманий розподіл має степеневий вигляд закону Ципфа-Мандельброта зі спектральним індексом s , подібним до спектральної поширеності елементів при зіткненнях важких іонів [29]. Розподіли такого типу в мультифрагментації впливають з неекстенсивної статистики Цалліса [28]. Після усереднення енергії зв'язку продуктів синтезу за функцією розподілу отримано залежність середньої енергії зв'язку на нуклон від індексу спектра продуктів (див. рис. 6).

На рис. 6 також показано (внизу) розподіл Ципфа-Мандельброта за поширеністю для продуктів синтезу, отриманий з експериментальних даних (дані відповідають

індексу $s = 1.22$). Для більшості експериментів значення індексу лежить в інтервалі $1.2 < s < 1.5$.

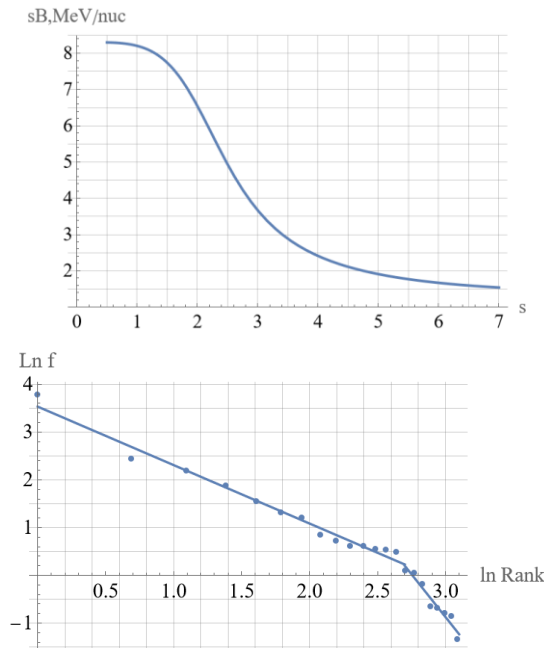


Рис. 6. Залежність середньої енергії зв'язку на нуклон від індексу спектра продукту s (вгорі). Типовий розподіл Ципфа-Мандельброта для густини продуктів синтезу з експериментальних результатів оптичних вимірювань (внизу)

Кількість нуклонів, що беруть участь у процесі синтезу, визначається масою мішені та параметрами драйвера, і їхня типова кількість в експериментах на наших установках лежить у широкому діапазоні від 10^{19} до 10^{21} . Для типових мішеней з бору, титану і свинцю середній енергетичний вихід реакцій становить сотні кеВ на нуклон, тому сумарний енергетичний вихід у наших експериментах лежить у діапазоні мегаджоулів.

Результати досліджень оболонкової структури ядер [30] та фрактальної структури ядерної матерії [31] при густинах, менших за густину ядер за нормальних умов, можуть бути використані для пояснення існування надважких стабільних елементів в теорії та експериментах [7,32].

У такому випадку, щоб виробити достатню потужність, термоядерні паливні елементи не обов'язково повинні бути найлегшими елементами. Паливом може бути практично будь-який матеріал.

Одним із супутніх явищ когерентного синтезу є значне зниження радіоактивності продуктів реакції з початково радіоактивними мішенями. Це може стати засобом дезактивації радіоактивних відходів і, загалом, перетворення практично будь-якого токсичного або непридатного для використання матеріалу на стійкі та безпечні предмети.

3. Установка SING та математичне моделювання деформації її катодної системи

Установка SING стала результатом розвитку установок типу РВД, наведена на рис.7.

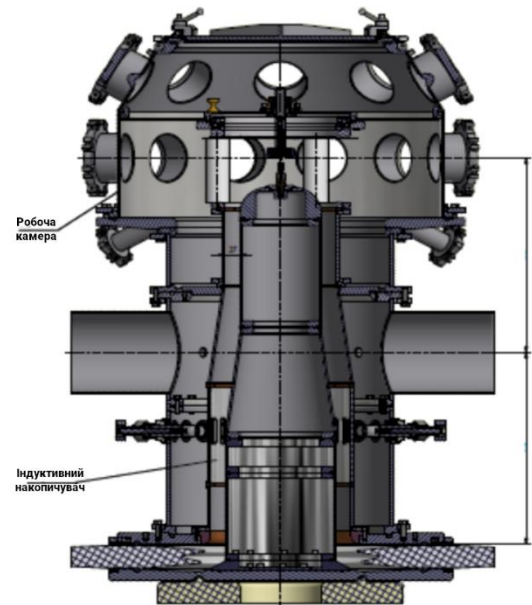


Рис.7. Ескіз установки SING з плазмовими роз'єднувачами та діодом

У вакуумній камері знаходиться катодна система (джерело пучка електронів) і анод-мішень (див. рис. 8). Катодна система складається з мідного стрижня, на який надітий відрізок пластикової трубки (ПТ). Анод виконаний у вигляді металевого циліндра діаметром 3 мм із заокругленим кінцем.

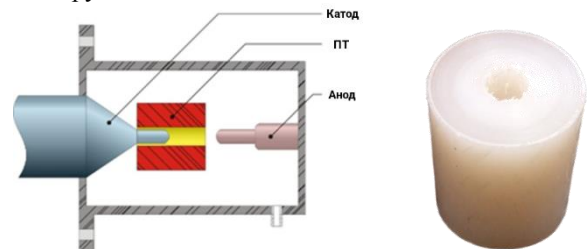


Рис. 8. Схема розташування ПТ в діоді та зображення початкової ПТ

Ємнісний накопичувач установки SING має ємність 1.875 мкФ і зазвичай заряджається до різниці потенціалів не більше 70 кВ, тобто початкова накопичена енергія становить близько 50 кДж. Енергія продуктів вибуху, що вилітають з центру мішені, чітко проявляється в механічному ефекті, який виникає при їх короткочасному впливі на елементи конструкції і, зокрема, на ПТ, який від цього впливу вивертається навиворіт на катодному

стрижні. Необхідна для цього енергія оцінена в результаті математичного моделювання цих процесів методом скінченних елементів [26].

Основні оцінки отримано для моделі ПТ у пружному наближенні процесів його формозміни в рамках механіки твердого тіла, що деформується.

Для полімерів при високих швидкостях навантаження і при амплітудах силового впливу, що не допускають в'язкого або крихкого руйнування, характерні пружні типи деформацій [33]. Механізми пластичності полімерів розвиваються при досить тривалих витримках (порядку секунд і довше), а при силовому навантаженні протягом часу порядку мікросекунд і досить великих амплітудах зростає жорсткість матеріалу і, відповідно, збільшується енергія, необхідна для деформації. Стверджується [34-35], що полімер навіть у рідкому стані може проявляти властивості пружного твердого тіла з високою міцністю при короточасному навантаженні.

З тривалості електромагнітних процесів у діоді та визначення часу впливу потоків речовини на ПТ впливає, що тривалість силового впливу на трубку становить не більше 2 мікросекунд, тобто навантаження є короточасним. Це свідчить на користь пружності моделі, в якій пружні процеси не встигли б реалізуватися, а врахування пружних процесів призвело б до необхідності ще більших значень енергії, що впливає на ПТ в межах її тих же кінцевих станів.

Потоки речовини, що діють на трубку, моделювалися шляхом прикладання нестационарних тисків до поверхонь скінченно-елементної моделі трубки, які піддавалися таким впливам відповідно до розташування ПТ в діоді (рис. 8).

У розрахунках використовувалися дані про склад і швидкості потоків частинок, отримані з оптичних спектрів.

Фронт імпульсу тиску на ПТ формується потоком легких елементів та елементів із середніми атомними масами.

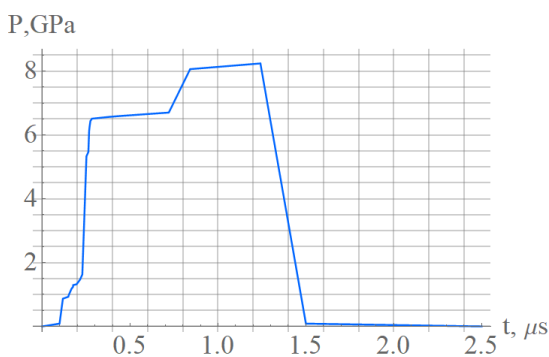


Рис. 9. Типова форма імпульсу тиску на ПТ

Слідом за цими елементами до поверхні трубки наближаються важкі елементи, які формують максимальний тиск.

Потоки важких елементів поширюються поблизу поверхні ПТ в середовищі, сформованому з раніше наближених потоків, при цьому тиск загасає і крива тиску на поверхні трубки падає на фінальній стадії. Тривалість цього процесу становить менше 2 мікросекунд і фронт близько 100 нс. (Див. рис.9)

В умовах діодної камери і сформованих в ній електромагнітних полів потоки частинок з різною масою формують два удари – на торцеву поверхню трубки і на внутрішню поверхню трубки.

Легкі елементи досягають поверхні трубки по криволінійних траєкторіях, тоді як важкі – по майже прямолінійних. За час близько 1.5 мікросекунд на кінці трубки формується гідродинамічний імпульс тиску 9 ГПа, що складається з компонентів важких елементів. При цьому, залежно від умов експерименту, майже всі досліджувані компоненти опиняються в порожнині трубки.

Після досягнення зміни форми ПТ в моделі, яка добре узгоджується з деформаціями, що спостерігалися під час експериментів, відбувався процес мінімізації отриманої енергії ПТ. Для цього початкова конфігурація навантажень піддавалася таким варіаціям, при яких зменшення набутої енергії ПТ зберігало тип деформації, що розглядається.

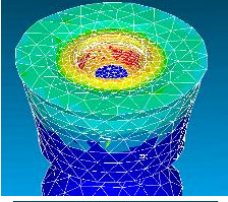
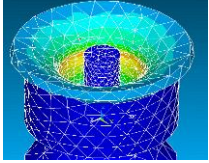
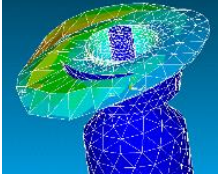
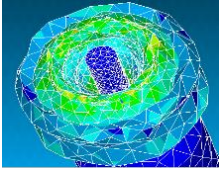
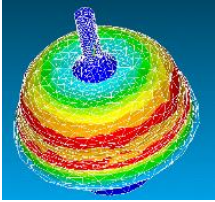
У пружному наближенні відсутня дисипація енергії, і під час опромінення енергія трубки складається з двох складових – деформаційної та кінетичної. Кінетична енергія трубки – це енергія руху її складових частин незалежно від того, рухається центр мас чи спочиває.

Порівняння форм ПТ після експозиції в експерименті та результатів, отриманих при моделюванні, наведено в таблиці 1.

У правій колонці наведено мінімальні значення енергії потоку, необхідні для досягнення відповідної форми ПТ.

В процесі розсіювання потоки важких елементів мають майже ізотропний характер розсіювання і, отже, частина цього потоку, що відповідає тілесному куту трубки, з початкової сфери розсіювання продукту потрапляє в порожнину трубки.

Таблиця.1. Порівняння експериментальних та модельних кінцевих станів ПТ

Стани ПТ в експерименті	Симуляція станів ПТ	кДж
		10.7
		16.4
		18
		32
		54

Згідно з даними вимірювань, на важкі елементи припадає $\sim 2/3$ оптично вимірюваної частки енергії потоку продуктів вибуху, тому можна просто оцінити, що енергія, яка доставляється до трубки, з урахуванням тілесного кута на кінці трубки, в 2.4 рази менша за енергію потоку. Таким чином, для того, щоб 40–50 кДж були доставлені в область трубки, як було оцінено раніше, необхідно, щоб в області вибуху виділилося близько 90–120 кДж.

Використання плазмового розмикача в установці SING дозволило отримати перетворення лише декількох відсотків енергії ємнісного накопичувача в енергію пучка електронів, а енергетичний ККД за оцінкою деформації катодної системи дає значення в діапазоні від 2 до 3, при цьому енергія, що виділяється, по відношенню до енергії драйвера (пучка електронів) виявляється досить високою і може досягати значень порядку 10^2 .

4. Установка ШАД та енергія вибуху мішені

З метою підвищення стабільності роботи установки та енергії вибуху, установка ШАД була спроектована з амплітудою імпульсів високої напруги більше МВ і струмами порядку 200 – 300 кА на основі ДРЛ. Ескіз установки ШАД показано на рис. 10.

Високі струми в установці дозволяють отримати критичні значення струму [36] на поверхні мішені радіусом в декілька міліметрів і, отже, захопити досить велику масу речовини в нелінійну хвилю до центру [7]. Вибух ініціюється в центральній області мішені, а продукти її вибуху розлітаються в усі боки зі швидкостями близько 10^7 см/с.

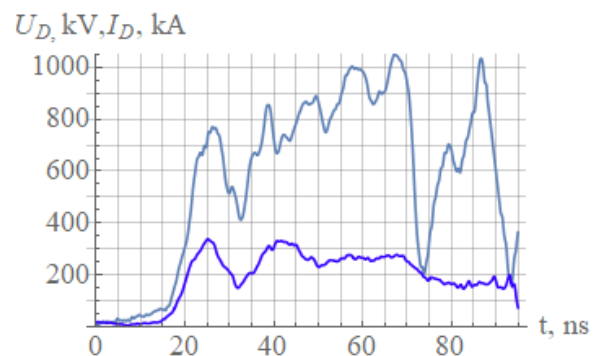
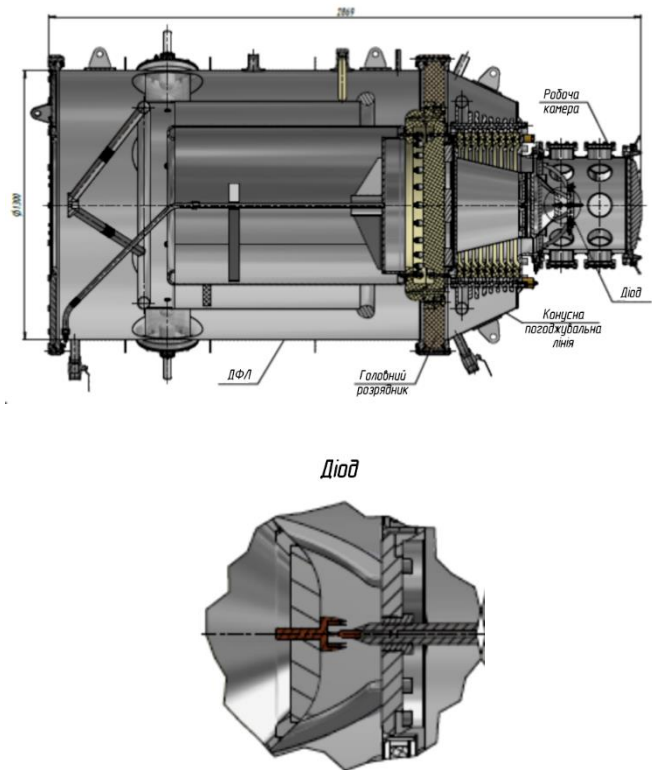


Рис.10. Ескіз ДФЛ і діода установки ШАД. Типові осцилограми струму (нижня крива) в електронному пучку і напруги (верхня крива) на діоді (експеримент № 41317) внизу.

Швидкості продуктів вибуху вимірювали оптичними

методами:

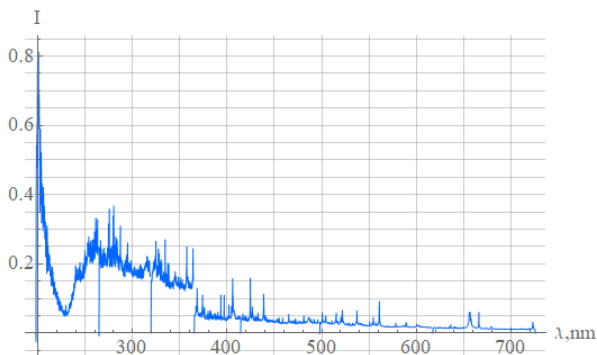
- За допомогою розширення спектральної лінії Доплера
- Шляхом реєстрації часу досягнення оптичним випромінюванням трьох точок, розташованих на різних відстанях від центру вибуху

Крім того, проводилася оптична візуалізація процесу вибуху.

При обробці вимірних оптичних спектрів використовувалися стандартні контури спектральних ліній [37,7]. Приклад оптичного спектра з області вибуху наведено в табл. 2.

Таблиця 2. Склад дисперсних потоків з центру свинцевої мішені та оптичний спектр, використаний для реконструкції іонних чисел та їхніх швидкостей для експерименту 41250

Елемент	10^7 см/с	%
H		2.15
C	0.263	1.48
B	0.742	0.72
Na	0.524	1.38
Al	0.222	2.03
Ca	0.540	1.84
Ti	0.442	1.56
Cr	0.251	0.56
Mn	0.321	2.26
Fe	0.501	5.74
Cu	1.040	10.39
Zn	0.525	8.67
Hf	0.402	0.89
Pb	0.914	60.34



Спочатку була виконана операція виключення внесків, що вносяться виміральною функцією приладу, дані про яку були отримані в результаті вимірювань спектра ртутної лампи. Потім вимірний спектр був розкладений на складові, тобто на окремі спектральні лінії. Під час обробки варіювали ширину і форму лінії до тих пір, поки не було досягнуто оптимального збігу між загальним

контуром спектральних ліній і експериментальними точками.

Результати вимірювань складу розсіяних потоків в експерименті з гафнієвою мішенню наведено в табл. 2.

Середня швидкість частинок цього потоку під час цього експерименту, отримана за допомогою доплерівського розширення оптичного спектра, становила близько $6 \times 10^6 \text{ см/с}$. В експериментах швидкості потоку змінюються, але в основному лежать в діапазоні від $2.0 \times 10^6 \text{ см/с}$ до $1.9 \times 10^7 \text{ см/с}$.

Швидкості диспергованих потоків були також оцінені за допомогою методу часу прольоту, який показав значення, близькі до тих, що отримані за допомогою доплерівського розширення.

Випромінювання від заданих точок реєструвалося за допомогою монохроматора (див. рис. 11) і, знаючи відстань між точками вимірювання та отримані часові інтервали появи оптичного сигналу, ми отримуємо швидкості поширення потоку продуктів вибуху мішені.

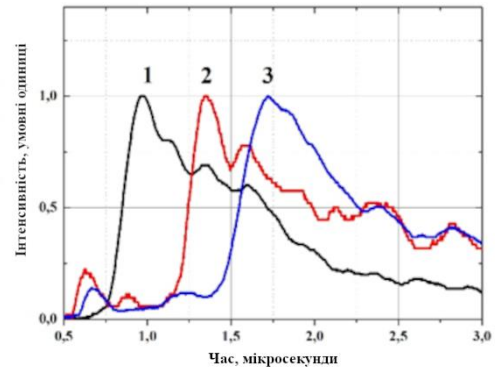


Рис. 11. Інтенсивність світла, зареєстрована за допомогою монохроматора (НП250-2М) в різних точках, та розрахунок швидкостей продуктів вибуху мішені.

$u_{1-2} = 0.9 \text{ см} / 0.379 \mu\text{с} = 2.38 \times 10^6 \text{ см/с};$

$u_{1-3} = 1.8 \text{ см} / 0.750 \mu\text{с} = 2.40 \times 10^6 \text{ см/с};$

$u_{2-3} = 0.9 \text{ см} / 0.371 \mu\text{с} = 2.42 \times 10^6 \text{ см/с}.$

Невелика частина потоків продуктів вибуху на вильоті з центру мішені (пропорційна тілесному куту катодного елемента) взаємодіяла з катодним елементом і виконувала механічну роботу з його деформації.

На рис. 12. показані типові стани системи катод–анод до і після вибуху в районі центру мішені.



Рис. 12. Ескізи системи катод–анод до вибуху (ліворуч) і після вибуху (праворуч). Катодно-анодна система у складі установки показана на рис. 4.

Ключову роль у прозорості середовища для оптичних спостережень відіграє вільний шлях Росселенда для

кванта світла в середовищі [38]:

$$I_p = \frac{10^{22} T^{7/2}}{z n^2} \begin{cases} 480 z^{-2} \\ 1.3(z^2 + z)^{-1} \\ 4.4(1 + z)^{-2} \end{cases}$$

де T – температура плазми в градусах, z – ступінь іонізації атома, що випромінює квант світла, n – густина іонів у середовищі поширення кванта, одна з трьох можливостей після фігурної дужки – особливості реалізації поглинання світла в середовищі (вільний перехід фотонів, одноіонізований, багатоіонізований атом). Якщо розмір середовища перевищує величину вільного пробігу Росселанда для кванта світла, випромінюваного атомом, то квант поглинається середовищем і оптичний прилад, звичайно, не реєструє його.

Густина іонів для сферичного розширення приблизно квадратично зменшується з радіусом. Оптичні вимірювання в нашому експерименті інтегрують весь процес від початку вибуху до моменту контакту сфери розширення зі стінками діодної камери. У ході цього процесу густина іонів зменшується до меж, що визначаються максимально можливим радіусом сфери розширення. Для початкового моменту розсіювання отримуємо вільний шлях Росселанда, який є мізерно малим у порівнянні з радіусом, на якому спостерігається процес – таке випромінювання не може бути зареєстроване.

Відношення енергії E_0 , що міститься в прозорому шарі, до енергії E_s підірваного шару з приблизно рівномірно розподіленою на ньому енергією буде дорівнювати

відношенню об'ємів цих шарів. В даному випадку енергія вибуху більша за ту, що спостерігається оптично, і E_s / E_0 знаходиться в межах від 300 до 3000.

Вибухові процеси в діоді також реєструвалися за допомогою високошвидкісних CCD-камер. З отриманих зображень можна було оцінити деякі репрезентативні часи процесів: для проходження хмари, що розширюється, яка утворилася від вибуху мішені, через щілину в 1 см знадобилося близько 50 наносекунд, а для вигину мідних катодних елементів – менше 500 наносекунд.

Хоча основні зусилля на установках були спрямовані на реєстрацію енергії вибуху і ретельний аналіз продуктів термоядерного синтезу (як і у випадку малопотужних установок типу РВД), продукти термоядерного синтезу у вигляді рідкісних елементів також реєструвалися (див. рис. 13), що свідчить про процеси, які відбувалися в мішені на ядерному рівні.

Враховуючи, що втрата маси під час вибуху з різних експериментів становить від 0.1 г до 0.9 г, а швидкість цієї маси знаходиться в діапазоні $(0.5-1.9) \times 10^7$ см/с, енергія продуктів вибуху мішені може бути оцінена в середньому в межах від 300 кДж до 1 МДж.

5. Висновки

Експерименти з ядерного синтезу в сильноточових діодних мішенях на установці «Протон-21», розпочаті на малих установках з енергією пучка електронів близько 0.1 кДж і масою мішені близько 10 міліграмів [25], були

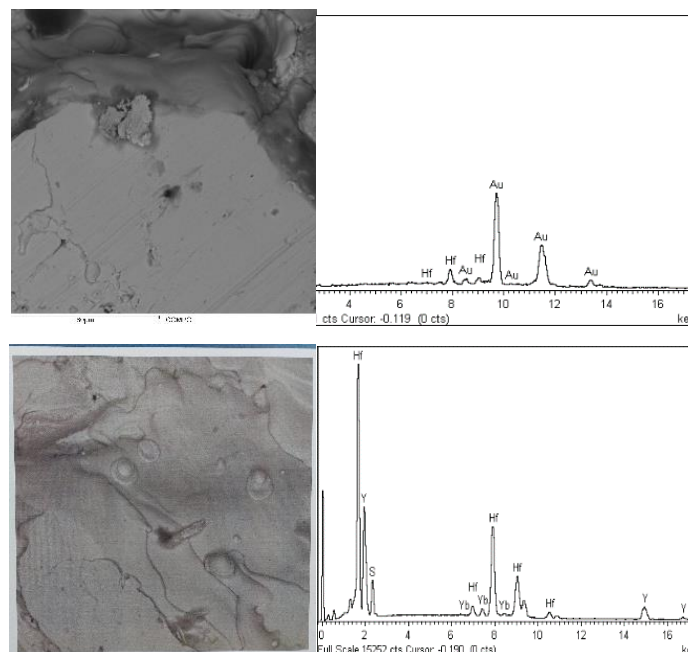


Рис. 13. Макроскопічні скупчення елементів Au (вгорі) та Yb і Y (внизу) на залишках мішені після вибуху гафнієвої мішені. Знімок з електронного мікроскопа ліворуч, відповідні ділянки рентгенівського спектра праворуч.

продовжені на установках з енергією пучка близько 10 кДж і масою мішені близько грама.

В експериментах на таких малопотужних установках реєструвалися продукти термоядерного синтезу в широкому діапазоні ядерних мас [7,25].

На потужних установках СІНГ і ШАД вдалося досягти виділення енергії під час вибуху, який відбувався в центрі мішені після процесів, ініційованих електронним пучком на її поверхні.

Первинна накопичена енергія на вході установок СІНГ і ШАД коливалася в межах 30–55 кДж, а енергія вибуху, що виділялася в центрі мішені, оцінена за допомогою оптичних вимірювань, наведених у цій роботі, становила від 300 кДж до 1 МДж.

Таким чином, енергетична ефективність Q установок «Протон-21» була доведена до середніх значень в діапазоні від 10 до 30.

Заява про авторський внесок CRediT

А. Адаменко: концептуалізація, кураторство даних, дослідження, написання оригінального тексту, рецензування та редагування, валідація. В. Новіков: концептуалізація, дослідження, програмне забезпечення, написання – оригінальний проект, написання – рецензування та редагування, валідація. В. Левченко: кураторство даних, дослідження, написання текстів – огляд та редагування, перевірка достовірності. В. Прокопенко: кураторство даних, дослідження, валідація. А. Шаповал: кураторство даних, дослідження, написання текстів – рецензування та редагування, валідація. А. Пашченко: дослідження, програмне забезпечення, написання текстів – початковий проект, написання текстів – рецензування та редагування, перевірка достовірності. В. Петухов: дослідження, програмне забезпечення, перевірка. І. Шаповал: дослідження, програмне забезпечення, написання – початковий проект, написання – рецензування та редагування, валідація.

Декларація про конкуруючі інтереси

Автори заявляють, що вони не мають жодних відомих конкуруючих фінансових інтересів або особистих стосунків, які могли б вплинути на роботу, викладену в цій статті.

Доступність даних

Дані будуть доступні за запитом.

Подяка

Автори вдячні інвесторам «Протон-21» за постійну і різнобічну багаторічну підтримку науково-технічних досліджень лабораторії, без якої результати не були б досягнуті.

Посилання

- [1] Wesson, John; et al (2004). *Tokamaks*. Oxford University Press. ISBN 0-19-850922-7.
- [2] J. Duderstadt and G. Moses, *Inertial Confinement Fusion* (Wiley, New York, 1982).
- [3] Olson, C. L., “Z-Pinch Inertial Fusion Energy,” in Landholt-Boernstein Handbook on Energy Technologies (Editor in chief: W. Martienssen), Volume VIII/3, Fusion Technologies (Edited by K. Heinloth), Springer-Verlag (Berlin-Heidelberg) in press (2004). [Includes an extensive list of references.]
- [4] R.W. Bussard, "Some Physics Considerations of Magnetic Inertial-Electrostatic Confinement: A New Concept for Spherical Converging-flow Fusion," *Fusion Technology* 19, 273 (1991).
- [5] A.V. Pashchenko, B.N. Rutkevich. Dynamics of transitions between the stationary states in diode // *Radiotekhnika i Elektronika*. 1979, v. 24, № 1, p. 152-157 (in Russian).
- [6] A. Pashchenko, V. Ostroushko. Electron flow dynamics in resistive gap // *Problems of Atomic Science and Technology*. Series “Beam dynamics”. 2017, № 6(112), p. 58-62.
- [7] S. Adamenko, Selleri, van der Merwe, “Breakthroughs Experiment and Theory,” Springer, Berlin (2007)
- [8] Adamenko S.V. Method and device for compressing a substance by impact and plasma cathode, International Patent EP1464210 B1, 27, September 2006.
- [9] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. A. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957).
- [10] S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, *Black holes, white dwarfs and neutron stars* (Wiley-Interscience, New York, 1983)
- [11] S. Adamenko et al, Mechanism of synthesis of superheavy nuclei via the process of controlled electron-nuclear collapse. *Foundations of Physics Letters*, Vol. 17 No. 3. June, p. 203- 233 (2004)
- [12] S. Adamenko et al, Evolution of annular self-controlled electron-nucleus collapse in condensed targets. *Foundations of Physics* 34, No. 11. Nov, p. 1801-1831 (2004)
- [13] S. Adamenko et al, Neutronization and protonization of nuclei: two possible ways of the evolution of astrophysical objects and the laboratory electron-nucleus collapse. *Foundations of Physics Letters* 19, No.1, February, p. 21-36 (2006)

- [14] Vysotskii V., Adamenko S. Correlated states of interacting particles and problems of the Coulomb barrier transparency at low energies in nonstationary systems. *Tech Phys.* 2010; 55:613621
- [15] S. Adamenko, V. Vysotsky. Peculiarities of formation and application of correlated states in nonstationary systems at low energy of interacting particles. *Journal of Experimental and Theoretical Physics — JETP*, 2012, volume 141, no. 2., pp. 276-287.
- [16] S. Adamenko, V. Novikov, A. Pashchenko, I. Shapoval. Nonlinear self-consistent processes with sharpening, quasi-stationary fractal plasma-field structures and the concept of the relationship between macro- and microscopic processes in dense plasma. *Advances in modern radio electronics* 11, p. 55-65 (2005).
- [17] S. Adamenko, N. Bogolubov, V. Novikov, S. Kruchinin. Self-organization and nonequilibrium structures in the phase space, *International Journal of Modern Physics B*, Volume 22, Issue 3, pp. 2025-2045 (2008).
- [18] S. Adamenko, V. Bolotov, V. Novikov, Control of multiscale systems with constraints *Interdisciplinary Studies of Complex Systems*, Vol. 1, No. 1 (2012) 33–54.
- [19] S. Adamenko, V. Bolotov, V. Novikov, Control of multiscale systems with constraints *Interdisciplinary Studies of Complex Systems*, Vol. 1, No. 1 (2012) 55–77.
- [20] Adamenko SV. Method and device for compressing a substance by impact and plasma cathode, *International Patent EP1464210 B1*, 27, September 2006.
- [21] Samarskii A., Galaktionov, V. Kurdyumov, S., Mikhailov A. «Blowup in Quasilinear Parabolic Equations». Berlin: Walter de Gruyter, 1995.
- [22] A. Adamenko, S. Adamenko, E. Bulyak. Experimental studies of excitation of a converging density wave in a cylindrical anode of a high-current diode. *Letters Tech. Phys.*, vol. 31, issue 10, p. 24-29 (2005).
- [23] S.V. Adamenko, A.S. Adamenko, A.A. Gurin and Yu. M. Onishchuk. Track measurements of fast particle streams in pulsed discharge explosive plasma. *Radiation Measurements* 40, No.2-6, November, p. 486-489 *Proceedings of the 22nd International Conference on Nuclear Tracks in Solids* (2005).
- [24] S. Adamenko, A. Adamenko, A. Gurin and M. Kuzmenko. Proton and alfa – radiation of the Micro-Pinch with Boron-Containing Target. *Acta Polytechnica* (2005).
- [25] S. Adamenko et al, Exploring new frontiers in the pulsed power laboratory: Recent progress. *Results In Physics*, 5, 2015, p 62-68.
- [26] S. Adamenko, V. Novikov., A. Pashchenko, V. Petukhov, I. Shapoval. Application of the finite element method to the modeling of large deformations of dielectric structural elements. Impulse processes in continuum mechanics. *Proceedings of the International Scientific Conference*, August 17-21, 2009, Nikolaev, p. 111-113 (2009).
- [27] V. Vysotsky, S. Adamenko, M. Vysotsky, Acceleration of low energy nuclear reactions by formation of correlated states of interacting particles in dynamical systems? *Annals of Nuclear Energy*, Vol. 62, p618-625 (2013)
- [28] K.K. Gudima, A.S. Parvan, M. Ploszajczak, and V.D. Toneev *Nuclear Multifragmentation in the Non-extensive Statistics - Canonical Formulation*. *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 4691-4694; Preprint GANIL-P-00-16, 2000. 4pp; nucl-th/0003025
- [29] K.K. Gudima, A.S. Parvan, V.D. Toneev. Caloric curve and multifragmentation in collisions of heavy ions with intermediate energies. *Physics of Atomic Nuclei*, 1999, vol. 62, no 9 p. 1593-1604.
- [30] J. Dechargé, J.-F. Berger, M. Girod, K. Dietrich, Bubble and Semi bubbles as a new kind of superheavy nuclei, *Nuclear Physics A* 716(2003), pp. 55-86
- [31] T. Maruyama, K. Niita, K. Oyamatsu et al., Quantum molecular dynamics approach to the nuclear matter below the saturation density, *Phys. Rev. C*, Vol 57, Number 2, p. 655
- [32] W. Greiner, Exotic nuclei: from super-heavies to hyper and antimatter, *Nuclear Physics* 64(6), 1191 (2001).
- [33] Kabanov V. *Encyclopedia of polymers*. T. 2, 1974, 516 p.
- [34] Azarov V. *Chemistry of synthetic polymers*, 1976, 288 p.
- [35] Bartenev G. *Physics of polymers*, 1990, 433 pp.
- [36] O. Manuilenko, I. Onishchenko, A. Pashchenko, I. Pashchenko, V. Yuferov. Current flow dynamics in plasma opening switch // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration"*. 2021, №4 (134), p. 6 – 10.
- [37] R. H. Huddleston and S. L. Leonard (Eds.) *Plasma Diagnostic Techniques* (Academic Press, New York, 1977).
- [38] Alexandrov A., Rukhadze A. (1974). High-current electric-discharge light sources. *Physics Uspekhi* (Advances in Physical Sciences), 112 (issue 2): 193-230.