



ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

Проблеми опису ядерно-фізико-хімічних процесів у ядерній магмі в об'єкті "Укриття" III. Статистичний опис процесів переносу в ядерній магмі

І.Р.Юхновський, О.Є.Кобрин, А.О.Музичук, М.В.Токарчук

Анотація. Розглядається статистичний опис нерівноважних процесів переносу частинок і нейтронів в ядерній магмі на основі кластерної моделі.

Problems of description of nuclear physical and chemical processes in nuclear magma inside object "Shelter" III. Statistical description of transfer processes in nuclear magma

I.R. Yukhnovskii, A.E. Kobryn, A.O. Muzychuk, M.V. Tokarchuk

Abstract. The statistical description of nonequilibrium processes of particles and neutrons transfer in nuclear magma is considered on the base of a cluster model.

ICMP-96-07U

І.Р.Юхновський, О.Є.Кобрин, А.О.Музичук*, М.В.Токарчук

ПРОБЛЕМИ ОПИСУ ЯДЕРНО-ФІЗИКО-ХІМІЧНИХ
ПРОЦЕСІВ У ЯДЕРНІЙ МАГМІ В ОБ'ЄКТІ "УКРИТТЯ" III.
СТАТИСТИЧНИЙ ОПИС ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНОСУ В ЯДЕРНІЙ
МАГМІ

*Львівський державний університет ім. І.Франка
Факультет прикладної математики,
290000 м. Львів, вул. Університетська, 1.

Нерівноважні процеси переносу частинок, або цілих кластерів, енергії в лавоподібних паливомістких утвореннях всередині об'єкту "Укриття" ЧАЕС в значній мірі визначають їх стійкість та процеси руйнування. Безперечно одним із важливих є дослідження процесів дифузії урану, плутонію, америцію та кюрію в іонних, чи нейтральних формах в лавоподібних паливомістких утвореннях – ядерній магмі. В першу чергу це пов'язане з тим, що в ядерній магмі основними джерелами α -активності та нейтронів спонтанного поділу є ізотопи $^{238-240}\text{Pu}$, ^{241}Am , ^{242}Am (спонтанний поділ), ^{242}Cm , ^{244}Cm , шов період від 5 до 10 років після аварії забезпечують 99% і 96% α -радіоактивності і виходу нейтронів. Взаємодія випромінених α -частинок з атомами В, О, Na, Mg, Al та Si, що знаходяться в ядерній магмі супроводжується реакцією (α, n) і додатково генерує потік нейтронів. В роботах [1,2] були проведені оцінки вкладів реакцій (α, n) для окремих зразків ядерної магми із підреакторних приміщень 305/2 і 304/3, які показали, що їх вклад в швидкість генерації нейтронів в ядерній магмі досягає $\sim 50\%$. Необхідно константувати, що швидкість генерації нейтронів за рахунок (α, n) реакцій на легких хімічних елементах з часом буде зростати. Це збільшення зумовлено насамперед накопиченням америцію ^{241}Am (в результаті β -розпаду ^{241}Pu), як інтенсивного джерела α -частинок. Необхідно зауважити, що америцій $^{241}\text{Am}_{95}$ серед подібних йому ізотопів має великий переріз поділу на теплових нейтронах - 3.13 барн. [3]. При аналізі поведінки актиноїдів в ядерній магмі можуть бути корисними цікаві дослідження кривих виходу осколків поділу ^{241}Pu , ^{241}Am повільними нейтронами, які проводились в роботі [4]. Характеристики нейтронних полів в ядерній магмі приміщень 305/2 і 304/3 об'єкту "Укриття" вивчались в роботах [5,6]. Зокрема, при дослідженні значень густин ділення, кадмієвих відношень та спектральних індексів для ядерної магми в приміщенні 304/3 спостерігались значні розходження між експериментальними та розрахунковими даними. Особливо велика різниця за величиною для густини потоку нейтронів, приблизно в 20 раз експериментальні значення перевищують розрахункові. Очевидно, це можна пояснити тим, що в розрахункових моделях не враховувались особливості складу, структури, інтенсивності джерел нейтронів та процесів переносу радіонуклідів в ядерній магмі. Питання розрахунку потоків нейтронів для моделей паливомістких утворень в Центральному залі при заливці водою і їх зміні присвячені недавні дослідження [7]. Однак в розрахунках потоків нейтронів не враховувався вклад від (α, n) реакцій, що становить 50%. У зв'язку з цим необхідно звернути особливу увагу

на результати звітів [5,6]. В [5] були проведені комп'ютерні числові розрахунки коефіцієнтів ефективного розмноження нейтронів для системи, що моделює скупчення фрагментів активної зони реактора в різних приміщеннях об'єкту "Укриття". Розрахунки показали, що для скупчень фрагментів в барабан-сепараторах з врахуванням гетерогенності структури значення K_{ef} досягає 0,61, на схемі "Е" - до 0,88, а для скупчень в центральному залі K_{ef} досягає 0,97. У [8] вказується, що при любых переміщеннях конструктивних будівельних елементів об'єкту "Укриття", які можуть привести до зміни геометричної форми скупчень паливомістких матеріалів, найбільшу небезпеку несуть ті зміщення, котрі можуть привести до утворення ядерної магми сферичної форми. Найбільш небезпечним є руйнування конструкції схеми "Е" і падіння на скупчення фрагментів активної зони в Центральному залі і об'єднання їх з ядерною магмою в приміщенні 305/2. У випадку заливки їх водою на 0,2 м [5] - ця ситуація може привести до СЯЛР. Комп'ютерні моделювання проведені в [5] вказують на те, що заливка водою ядерної магми, фрагментів активної зони при збільшенні процентного вкладу UO_2 приводить до збільшення K_{ef} розмноження нейтронів, досягаючи в Центральному залі до 1,05. - надкритична ситуація.

Тому задача розрахунку потоків нейтронів в ядерній магмі з різною концентрацією урану, плутонію, америцію та кюрію з врахуванням процесів переносу їх являється однією з важливих.

Для кількісних оцінок зміну в часі і просторі середньої густини нейтронів $n_H(\mathbf{r}; t)$ можна описати дифузійним рівнянням:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_H(\mathbf{r}; t) = D_H \Delta n_H(\mathbf{r}; t) - \frac{n_H(\mathbf{r}; t)}{t_{\text{захопл.}}} + q(\mathbf{r}; t),$$

де D_H - коефіцієнт дифузії нейтронів, $t_{\text{захопл.}}$ - середній час життя нейтронів, $q(\mathbf{r}; t)$ - густина джерела нейтронів. Друге рівняння описує баланс зміни густини нейтронів в часі $(\frac{\partial}{\partial t} n_H(\mathbf{r}; t))$ за рахунок трьох процесів: притоку нейтронів із сусідніх областей $D_H \Delta n_H(\mathbf{r}; t)$, поглинання нейтронів $(-n_H(\mathbf{r}; t)/t_{\text{захопл.}})$ та утворення нейтронів $(q(\mathbf{r}; t))$. Коефіцієнт дифузії нейтронів може бути визначений $D_H = \lambda_t v / 3$, де v - середня швидкість нейтронів, λ_t - довжина переносу нейтронів. Необхідно зауважити, що дане дифузійне рівняння є справедливе для теплових нейтронів і для випадку, коли добре відомі характеристики їх джерел. Очевидно, стан ядерної магми, як сильно неоднорідного за радіоактивними елементами (U, Pu, Am, Cm) склоподібного середовища вимагає більш детального розгляду дифузійних процесів для нейтронів з врахуванням процесів переносу самих радіоактивних елементів.

З точки зору теоретичних досліджень нерівноважних процесів переносу з метою прогнозування їх в ядерній магмі важливо сформулювати її статистичну модель. За результатами хімічних аналізів [7,9] ядерну магму можна розглядати як силікатну матрицю (до 60% SiO₂) з різноманітними включеннями, в тому числі оксид урану UO₂ до 18%. Між включеннями і силікатною матрицею діють в основному іонні зв'язки, тому такі включення можна розглядати як іонні кластери (наприклад, іони уранілу UO₂²⁺). У зв'язку з цим ядерну магму можна представити як систему взаємодіючих іонних кластерів з полівалентними радикалами типу (SiO₃)_n²ⁿ⁻, що утворюють полімерну структуру скла.

Таким чином, для опису нерівноважних процесів переносу частинок і нейтронів в ядерній магмі представимо її як статистичну модель кластерів M сортів по N_a частинок кожного сорту, що складаються з X_a заряджених силових центрів (у кожному з яких знаходиться заряд Z_a^e), і які взаємодіють між собою та нейтронами. Силовими зарядженими центрами ми будемо позначати сполуки з радіоактивними елементами (U, Pu, Am, Cm), наприклад UO₂²⁺, PuO₂²⁺. Густина потоків нейтронів у ядерній магмі можна означити через нерівноважну функцію розподілу $f_1(x; E; t)$, де $x = \{\mathbf{r}, \mathbf{p}\}$:

$$\mathbf{J}_H(\mathbf{r}; t) = \int d\mathbf{p} \int dE \mathbf{p} f_1(x, E; t).$$

У випадку слабонерівноважних процесів процес дифузії заряджених силових центрів можна описати зміною в часі густини заряджених силових центрів $\langle \hat{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}) \rangle^t$. Таким чином параметрами опису нерівноважного стану заряджених силових центрів ядерної магми, в якій є потік нейтронів, є $f_1(x, E; t)$ та $\langle \hat{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}) \rangle^t$, для яких необхідно записати рівняння переносу.

Методом нерівноважного статистичного оператора для нерівноважної функції розподілу нейтронів $f_1(x; E; t)$ і для флуктуацій $\delta n^{\alpha a}(\mathbf{r}, t)$ – густини числа заряджених силових центрів ядерної магми, можна отримати систему рівнянь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \delta f_1(x; E; t) + \frac{\mathbf{p}}{m_H} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \delta f_1(x; E; t) = & \quad (1) \\ - \int dx' dE' \int_{-\infty}^t dt' \exp(\varepsilon(t' - t)) \varphi_{HH}(x, x'; E, E'; t, t') \delta f_1(x'; E'; t') & \\ - \sum_{\alpha a} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' \exp(\varepsilon(t' - t)) \varphi_{nn}^{\alpha a}(x; E; \mathbf{r}'; t, t') \delta \bar{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}'; t'), & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \delta \bar{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}; t) = & \quad (2) \\ - \sum_{\beta b} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' \exp(\varepsilon(t' - t)) \varphi_{nn}^{\alpha a, \beta b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') \delta \bar{n}^{\beta b}(\mathbf{r}'; t') & \\ - \int dx' dE' \int_{-\infty}^t dt' \exp(\varepsilon(t' - t)) \varphi_{nH}^{\alpha a}(\mathbf{r}, x'; E'; t, t') \delta f_1(x'; E'; t'), & \end{aligned}$$

де

$$\begin{aligned} \delta f_1(x; E; t) &= \langle \hat{n}_H(x; E) \rangle^t - \langle \hat{n}_H(x; E) \rangle_0, & (3) \\ \hat{n}_H(x; E) &= \sum_{j=1}^N \delta(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}) \delta(\mathbf{p}_j - \mathbf{p}) \delta(E_j - E) \end{aligned}$$

– мікроскопічна фазова густина нейтронів, x – фазові координати нейтронів, E_j – енергія нейтрона, $\langle \dots \rangle^t$ – засереднення з повною нерівноважною функцією розподілу $\rho(x^N; E; t)$ нейтронів і заряджених силових центрів ядерної магми. Відповідно, $\langle \dots \rangle_0$ – засереднення з повною рівноважною функцією розподілу нейтронів і заряджених силових центрів $\rho_0(x^N; E)$;

$$\begin{aligned} \varphi_{HH}(x, x'; E, E'; t, t') = & \quad (4) \\ \int dx'' dE'' \langle (1 - \mathcal{P}) \hat{n}_H(x; E) T_0(t, t') (1 - \mathcal{P}) \hat{n}_H(x''; E'') \rangle_0 \times & \\ \times \Phi_{HH}^{-1}(x'', x'; E'', E'), & \end{aligned}$$

Тут $\hat{n}_H(x; E) = iL_N \hat{n}_H(x; E) -$ ядро переносу для нейтронів, \mathcal{P} – проекційний оператор Морі, що має таку структуру:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}A = & \\ \int dx dx' \int dE dE' \langle A \hat{n}_H(x; E) \rangle_0 \Phi_{HH}^{-1}(x, x'; E, E') \hat{n}_H(x'; E') + & \\ \sum_{\alpha\beta, ab} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \langle A \bar{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}) \rangle_0 [\tilde{\Phi}_{nn}^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]^{\alpha a, \beta b} \bar{n}^{\beta b}(\mathbf{r}'), & \end{aligned}$$

де

$$\bar{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}) = \hat{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}) -$$

$$\int dx dx' \int dE dE' \langle \hat{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}) \hat{n}_H(x; E) \rangle_0 \Phi_{HH}^{-1}(x, x'; E, E') \hat{n}_H(x'; E'),$$

$$\hat{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{N_a} \delta(\mathbf{r}_j - \mathbf{r})$$

– мікроскопічна густина заряджених силових центрів ядерної магми. Функції $\Phi_{nn}^{-1}(x, x'; E, E')$ і $[\tilde{\Phi}_{nn}^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]^{\alpha a, \beta b}$ визначаються з відповідних співвідношень:

$$\int d\mathbf{x}'' \int dE'' \Phi_{HH}(x; E; x''; E'') \Phi_{HH}^{-1}(x''; E''; x'; E') = \delta(x - x') \delta(E - E'),$$

$$\sum_{\gamma c} \int d\mathbf{x}'' \Phi_{nn}^{\alpha a, \gamma c}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') [\tilde{\Phi}_{nn}^{-1}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}')]^{\gamma c, \beta b} = \delta_{ab} \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}').$$

Тут

$$\Phi_{HH}(x; E; x''; E'') = \langle \hat{n}_H(x; E) \hat{n}_H(x''; E'') \rangle_0,$$

$$\Phi_{nn}^{\alpha a, \gamma c}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \bar{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}) \bar{n}^{\gamma c}(\mathbf{r}') \rangle_0$$

– рівноважні структурні функції для нейтронів та заряджених силових центрів ядерної магми. $T_0(t) = \exp\{(1 - \mathcal{P})iL_N t\}$ – оператор еволюції в часі, iL_N – оператор Ліувіля, що відповідає H -гамільтоніану ядерної магми. $\varphi_{Hn}^{\alpha a}(x; E; \mathbf{r}'; t, t')$ і $\varphi_{nH}^{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E'; t, t')$ – ядра переносу, що описують динамічні кореляції між нейтронними потоками і переміщенням заряджених силових центрів ядерної магми. Вони визначаються подібно до (4):

$$\varphi_{Hn}^{\alpha a}(x; E; \mathbf{r}'; t, t') = \sum_{\beta b} \int d\mathbf{r}'' \langle (1 - \mathcal{P}) \hat{n}_H(x; E) T_0(t, t') (1 - \mathcal{P}) \bar{n}^{\beta b}(\mathbf{r}'') \rangle_0 \times [\tilde{\Phi}_{nn}^{-1}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}')]^{\beta b, \alpha a}. \quad (5)$$

Ядро переносу $\varphi_{nn}^{\alpha a, \beta b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t')$ пов'язане з узагальненими коефіцієнтами дифузії заряджених центрів ядерної магми при врахуванні динаміки нейтронів. Перший доданок в правій частині рівняння (2) можна записати в такій формі:

$$\sum_{\beta b} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' \exp(\varepsilon(t' - t)) \varphi_{nn}^{\alpha a, \beta b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') \delta \bar{n}^{\beta b}(\mathbf{r}', t')$$

$$\sum_{\beta b} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' \exp(\varepsilon(t' - t)) \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} D^{\alpha a, \beta b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}'} \delta \bar{n}^{\beta b}(\mathbf{r}'; t'),$$

де $D^{\alpha a, \beta b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t')$ – узагальнений коефіцієнт дифузії заряджених силових центрів. $\varphi_{nn}^{\alpha a, \beta b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t')$ має таку структуру:

$$\varphi_{nn}^{\alpha a, \beta b}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') = \sum_{\gamma c} \int d\mathbf{r}'' \langle (1 - \mathcal{P}) \bar{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}) T_0(t, t') (1 - \mathcal{P}) \bar{n}^{\gamma c}(\mathbf{r}'') \rangle_0 \times [\tilde{\Phi}_{nn}^{-1}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}')]^{\gamma c, \beta b}.$$

Система рівнянь (1), (2) дає можливість дослідити вплив процесів дифузії заряджених силових центрів на нерівноважну функцію розподілу нейтронів в ядерній магмі. Використовуючи лангасперетворення

$$A(z) = \int_0^{\infty} dt e^{-zt} A(t)$$

можна розв'язати систему рівнянь (1), (2) відносно $\delta \bar{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}; z)$ при $\delta \bar{n}^{\alpha a}(\mathbf{r}; t = 0) = 0$, в результаті якого отримаємо замкнене кінетичне рівняння для нерівноважної функції розподілу нейтронів в ядерній магмі:

$$z \delta f_1(x; E; z) + \frac{\mathbf{p}}{m} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \delta f_1(x; E; z) + \quad (6)$$

$$\int d\mathbf{x}' \int dE' \Phi_{HH}(x, x'; E, E'; z) \delta f_1(x'; E'; z) = \delta f_1(x; E; t = 0),$$

де $\Phi_{HH}(x, x'; E, E'; z)$ має таку структуру:

$$\Phi_{HH}(x, x'; E, E'; z) = \quad (7)$$

$$\varphi_{HH}(x, x'; E, E'; z) - \sum_{\alpha a, \beta b} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \varphi_{Hn}^{\alpha a}(x; E, \mathbf{r}; z) \times \left\{ [z\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \tilde{\varphi}_{nn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)]^{-1} \right\}_{\alpha a, \beta b} \varphi_{nH}^{\beta b}(x'; E', \mathbf{r}'; z)$$

і містить перенормовку через процеси дифузії заряджених силових центрів. У виразі (7) $\left\{ [z\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \tilde{\varphi}_{nn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)]^{-1} \right\}_{\alpha a, \beta b}$ є елементом

матриці $[z\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \tilde{\varphi}_{nn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)]^{-1}$, що знаходиться із матричного співвідношення:

$$\int d\mathbf{r}'' [z\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \tilde{\varphi}_{nn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}''; z)]^{-1} \times \\ \times (z\delta(\mathbf{r}'' - \mathbf{r}') + \tilde{\varphi}_{nn}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}'; z)) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'),$$

де $\tilde{\varphi}_{nn}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}'; z)$ – матриця, елементами якої є ядра переносу $\varphi_{nn}^{\alpha a, \beta b}$.

Для розрахунку ядра переносу $\varphi_{nn}(x, x', E, E'; t)$ в рівнянні (7) необхідно задати характер взаємодії між зарядженими силовими центрами та нейтронами з врахуванням ядерних перетворень. На основі цього насамперед необхідно розрахувати узагальнені коефіцієнти дифузії $D^{\alpha a, \beta b}$ заряджених силових центрів (сполук з радіоактивними елементами U, Pu, Am, Cm в іонній формі) в ядерній магмі. Такі розрахунки будуть проводитись у наступних роботах.

Література

- [1] Разработка методики и оценка вклада (α, n) -реакций в интенсивность нейтронов, генерируемых в ЛТСМ в помещении 304/3 объекта “Укрытие”. Техническая справка. Минск, 1995, (НПЦ “Камертон”).
- [2] Оценка вклада (α, n) реакций в интенсивность нейтронов, генерируемых в ЛТСМ в помещениях 305/2 объекта “Укрытие”. Техническая справка.- Минск, 1995, (НПЦ “Камертон”), 6с.
- [3] Neutron Cross Section, BNL-325, 1965, V.3.
- [4] Сковородкин Н.В., Сорокина А.В., Петржак К.А., Кривохатский А.С., Ложкомоев Г.Е. Кривые выходов осколков деления ^{241}Pu и ^{241}Am медленными нейтронами. // Атом. энергия, 1973, том 35, вып. 6, с. 409-416.
- [5] Расчетно-экспериментальные исследования характеристик нейтронных полей в местах скоплений лавообразных топливосодержащих масс в помещениях 305/2 и 304/3 объекта “Укрытие”. Минск, 1994, 44 с. (Отчет / НПЦ “Камертон” ИРЭП АНБ).
- [6] Годовой отчет отдела разработки методик и систем анализа ОРТМ МНТЦ НАН Украины. Чернобыль, 1994, 44 с.
- [7] Расчет характеристик нейтронных полей для моделей ТСМ в Центральном зале объекта “Укрытие” и их изменений при заливе ТСМ водой. Минск, 1995, (НПЦ “Камертон”), 16 с.
- [8] Отчет о научно-исследовательской работе “Обоснование ядерной безопасности объекта “Укрытие” на основе исследования динамики аварийных процессов”. Инв. N1515, Минск, 1991.

- [9] Пазухин Э.М. Лавообразные топливосодержащие массы 4-го блока Чернобыльской АЭС. Топография, физико-химические свойства, сценарий образования. // Радиохимия, 1994, том 34, No 2, с. 97-142.

Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Ігор Рафаїлович Юхновський
Олександр Євгенійович Кобрин
Анатолій Омелянович Музичук
Михайло Васильович Токарчук

ПРОБЛЕМИ ОПИСУ ЯДЕРНО-ФІЗИКО-ХІМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ У ЯДЕРНІЙ МАГМІ В ОБ'ЄКТІ “УКРИТТЯ” ІІІ. СТАТИСТИЧНИЙ ОПИС ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНОСУ В ЯДЕРНІЙ МАГМІ”.

Роботу отримано 24 квітня 1996 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу теорії нерівноважних процесів

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені