

МОДЕЛЮВАННЯ СТОХАСТИЧНОГО ОХОЛОДЖЕННЯ ІОННИХ ПУЧКІВ

І. М. Несміян¹, О. В. Долінський^{2,3}, Ф. Нольден³, В. А. Шевченко¹¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ³ GSI, Дармштадт, Німеччина

Ефективне накопичення та швидке охолодження іонних та антипротонних пучків є ключовим завданням прискорювально-накопичувального комплексу, який проектується в GSI. Для отримання високоохолоджених іонів планується використовувати електронне та стохастичне охолодження. Стохастичне охолодження є найбільш швидким для „гарячих” іонних пучків, що дає можливість їх ефективно накопичувати. У роботі представлено чисельний алгоритм для моделювання стохастичного охолодження імпульсного розкиду незгрупованих пучків методом Пальмера. Алгоритм базується на рівнянні Фоккера - Планка зі змінними коефіцієнтами. Моделювання процесу стохастичного охолодження дає змогу знайти оптимальні параметри системи охолодження, при яких досягається максимальна швидкість охолодження.

Вступ

Система стохастичного охолодження відіграє принципову роль для нового прискорювально-накопичувального комплексу, який на даний час розробляється в GSI (Дармштадт, Німеччина) [1], оскільки дозволяє ефективно накопичувати короткоживучі іони та антипротони. У колекторі-кільці (CR) [2] планується охолоджувати пучки частинок з максимальним імпульсним розкидом $\pm 3\%$ та максимальним поперечним емітансом 240 пм мрад. Для технічної реалізації системи стохастичного охолодження необхідно визначити її основні параметри, які дали б змогу охолоджувати іонні пучки за час порядку 100 мс. Моделювання процесу стохастичного охолодження на основі відповідної теоретичної моделі дозволяє визначити необхідні параметри охолоджених пучків і з'ясувати всі особливості системи. У даній роботі запропоновано модель для вивчення процесу стохастичного охолодження імпульсного розкиду пучка, яка базується на рівнянні Фоккера - Планка зі змінними коефіцієнтами. Наведено схему розрахунку цих коефіцієнтів. Розв'язок рівняння Фоккера - Планка знаходиться чисельним шляхом, оскільки аналітичний розв'язок існує лише у випадку, коли коефіцієнти незмінні, що не відповідає реальній еволюції пучка при стохастичному охолодженні. У роботі наведено чисельну схему для розв'язку рівняння, з використанням якої було визначено оптимальні параметри іонних пучків в експериментально-накопичувальному кільці ESR [3]. Наведено порівняння розрахованих параметрів пучка з параметрами, отриманими експериментальним шляхом.

1. Теоретична модель стохастичного охолодження

Фазовий об'єм пучка іонів $V(x, x', y, y', E, dp/p)$ у накопичувальному кільці є величиною постійною й залежить від початкових умов, при яких пучок уводиться в кільце. Але якщо на пучок діють зовнішні дисипативні сили, то його фазовий об'єм може змінюватися. Для накопичення інтенсивних пучків (особливо радіоактивних) необхідно ефективно зменшувати їх фазовий об'єм. Одним із методів зменшення фазового об'єму пучка є придушення бетатронних коливань за допомогою зовнішнього електричного поля, яке може змінювати кутові характеристики частинок у поперечному та повздовжньому напрямках. Зменшення фазового об'єму пучка таким методом називається стохастичним охолодженням. Система охолодження складається з набору однакових електродів. Так, наприклад, щоб діяти на частинку в повздовжньому напрямку $(E, dp/p)$, необхідно мати два електроди (пікап та кікер), розташовані у кільці на відповідній відстані один від одного. При прольоті зарядженої частинки через пікап вимірюється її дипольний момент, пропорційний

до флуктуації імпульсу частинки в пучку. Сигнал, що виникає на пікапі, передається на вхід кікера для того, щоб включити відповідне електричне поле. Завдяки підсилювачу величина електричного поля може змінюватися. Залежно від знака поля заряджена частинка в кікері сповільнюється або прискорюється. Такий метод зменшення імпульсного розкиду частинок у пучку називається охолодженням методом Пальмера.

1.1. Пікап- та кікер-електроди та їх функція чутливості

Розглянемо більш детально основні компоненти системи стохастичного охолодження. Як уже було зазначено, система складається з пікап- та кікер-електродів з ефективним опором Z та підсилювача з коефіцієнтом підсилення G і частотною смугою W . Пікап- та кікер-електроди - це прямокутні чвертьхвильові пластинки, конструкційні особливості яких описано в [4]. Амплітуда вихідного сигналу пікапа залежить від його функції чутливості. Якщо ефективний час взаємодії заряджених частинок з пластинкою набагато менший за час прольоту вздовж пластинки, то на виході отримуємо досить короткий імпульс для кожної взаємодії, що описується дельта-функцією

$$u_{simple\ quarter-wave}(t) = s(x)[\delta(t) - \delta(t - 2t_e)], \quad (1)$$

де $s(x)$ - геометрична чутливість електродів до частинки в центрі між верхньою та нижньою пластинками, x - горизонтальна координата частинки відносно центра пластин ($x_{center} = 0$). Для розрахунку геометричної чутливості у випадку, коли швидкість $\beta = v/c \rightarrow 1$, використовується модель Нойфера [5], за допомогою якої можна отримати вираз

$$s(x) = \frac{2}{\pi} \arctan \left[\frac{\sinh(\pi\omega/h)}{\cosh(\pi x/h)} \right], \quad (2)$$

де ω - ширина кожної пластинки; h - вертикальна відстань між пластинами; t_e - ефективний час передачі сигналу, що залежить як від довжини L пікапа, так і від швидкості частинки v_p та швидкості передачі сигналу v_s :

$$t_e = \frac{L}{2} \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_s} \right). \quad (3)$$

Використовуючи Фур'є-трансформацію, вираз (1) перепишеться у вигляді

$$\tilde{u}_{simple\ quarter-wave}(\Omega) = 2i\sigma(x)e^{-i\Omega t_e} \sin(\Omega t_e). \quad (4)$$

Для збільшення чутливості, а також й амплітуди вихідного сигналу, чвертьхвильові пластинки з'єднують одна з одною. Від кінця першої пластинки й до початку другої сигнал проходить за час $2t_e$. Таку конструкцію називають суперелектродом, і функція чутливості (1) для нього має вигляд

$$u_{simple\ superelectrode}(t) = \sigma(x)[\delta(t) - \delta(t - 2t_e) + \delta(t - 4t_e) - \delta(t - 6t_e)] \quad (5)$$

з частотною характеристикою

$$\tilde{u}_{simple\ quarter-wave}(\Omega) = 4i\sigma(x)e^{-3i\Omega t_e} \sin(\Omega t_e) \cos(2\Omega t_e). \quad (6)$$

При швидкості частинок набагато меншій від швидкості світла c можна підрахувати кінцевий час взаємодії на кінці кожної пластини. Після заміни в рівнянні (1) дельта-функції на модельну функцію кінцевої взаємодії $f(\tau)$ отримуємо нове представлення для частотної чутливості, використовуючи згортку (позначаємо через $*$) з дельта-функцією:

$$u_{better}(t) = u_{simple}(t) * f(t) \Leftrightarrow \tilde{u}_{better} = \tilde{u}_{simple}(\Omega) \tilde{f}(\Omega). \quad (7)$$

Ефективний час взаємодії залежить від ефективної довжини поля в пікапі. Тривалість взаємодії виведемо з руху вільної частинки з швидкістю βc в електромагнітному полі [6]. У лабораторній системі координат складова поля $E_{\perp}(t)$ на відстані d , перпендикулярній до напрямку коливань, виражається як $E_{\perp}(t) = E_0 [1 + (t/\Delta t_{pulse})^2]^{-3/2}$. Тривалість цього імпульсу порядку $\Delta t_{pulse} = d/(\beta \gamma c)$. Фур'є-трансформацію $E_{\perp}(t)$ можна записати, використовуючи функцію Бесселя K_1 : $\tilde{E}_{\perp}(\Omega) = 2E_0 \Omega (\Delta t_{pulse})^2 K_1(\Omega \Delta t_{pulse})$. В асимптотичному випадку при $\beta \rightarrow 1$ чутливість не залежить від частоти $\tilde{E}_{\perp}(\Omega) \approx 2E_0 \Delta t_{pulse}$, що відповідає дельта-функції в просторі часу. Таким чином, можемо записати $\tilde{E}_{\perp}(\Omega) = f(\Omega) \lim_{\beta \rightarrow 1} \tilde{E}_{\perp}(\Omega)$ з поправкою

$$\tilde{f}(\Omega) = \Omega \Delta t_{pulse} K_1(\Omega \Delta t_{pulse}). \quad (8)$$

Детектований пікапом сигнал називається шумами Шоттки. На відміну від звичайних Шоттки-шумів електронних схем спектр флуктуацій пучка в накопичувальному кільці центрований гармоніками середньої частоти обертання f_0 частинок у пучку. Ширина окремих смуг в m -й гармоніці визначається як

$$\delta f = m f_0 \eta \frac{\delta p}{p_s}, \quad (9)$$

де η - дисперсія частоти, що залежить від іонно-оптичних властивостей накопичувального кільця та енергії іонів; $\delta p/p_s$ - імпульсний розкид частинок пучка.

Інтегральна потужність кожної Шоттки-смуги є величиною постійною при незмінній чутливості й пропорційна кількості накопичених частинок N та квадрату їх заряду Q :

$$P \sim Q^2 N. \quad (10)$$

Потужність P у кожній Шоттки-смугі залежить лише від функції чутливості електродів.

1.2. Модуль

Суперелектроди розташовують навколо пучка, а саме: зверху, знизу, праворуч та ліворуч. Таку конструкцію називають модулем. Для підвищення ефективної чутливості системи декілька модулів з'єднують між собою в так звану станцію. При цьому отримують вихідний сигнал з деякою поправкою $g(n_p)$, що залежить від кількості пікапів та часу проходження сигналу через модуль:

$$|V_{out}| = g(n_p) |V_{single}|. \quad (11)$$

Кікер-модуль будується за таким самим принципом.

1.3. Підсилення сигналу

Смуга частот, в якій працює підсилювач, визначає з деякими поправками максимально досяжний час охолодження. Будь-яка система стохастичного охолодження обмежена потужністю. Це означає, що не можна до нескінченності збільшувати підсилення, щоб досягти бажаної швидкості охолодження. Нашим завданням є визначення оптимальних часів охолодження для різних сортів іонів різної інтенсивності при максимальній потужності.

Теоретичною основою для визначення необхідних параметрів є розв'язок рівняння Фоккера - Планка.

1.4. Рівняння Фоккера - Планка

Введемо змінну

$$W \equiv \frac{\Delta E}{\omega_s}, \tag{12}$$

де ω_s - частота обертання; ΔE - енергетичний розкид. Еволюція функції розподілу $\Psi(W)$ повністю описується рівнянням Фоккера - Планка [7]

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial W}(F\Psi) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial W} \left[(D_{sh} + D_l) \frac{\partial \Psi}{\partial W} \right] \tag{13}$$

з граничними умовами

$$\begin{cases} -F\Psi + \frac{1}{2}(D_{sh} + D_l) \frac{\partial \Psi}{\partial W} & W = 0 \\ \Psi = 0 & W = W_{\max} \end{cases} \tag{14}$$

Коефіцієнт дрейфу F відповідає когерентній компоненті сили охолодження, а коефіцієнти дифузії D_{sh} та D_l – Шоттки та тепловим шумами відповідно.

$$F(W) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\langle \int_0^{\Delta t} dt U_W^C(t) \right\rangle; \tag{15}$$

$$D_{sh}(W) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\langle \int_0^{\Delta t} dt \int_0^{\Delta t} dt' U_W^I(t) U_W^I(t') \right\rangle. \tag{16}$$

Приріст енергії U_W для рівноважної частинки містить у собі як детерміністичну (когерентну) складову, що походить від сигналу цієї ж частинки, так і флуктуаційну (некогерентну), що є результатом сигналу від всіх інших частинок:

$$U_W(t) = \frac{Qe}{\omega_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_k(t) \delta \left(t - \frac{2\pi n}{\omega_i} - \frac{\phi_i}{\omega_i} - \frac{\theta_k}{\omega_i} \right) = U_W^C + U_W^I. \tag{17}$$

Тут ϕ - фаза рівноважної частинки; θ_k - азимутальне положення кікера в кільці; Qe – заряд іона; V_k - напруга на електродах кікера:

$$V_k(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) I_{pu}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega, \tag{18}$$

де $G(\omega)$ визначає функцію підсилення, а частотна компонента струму має вигляд

$$I_{pu}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{pu}(t) e^{-i\omega t} dt = Qe \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^N \exp \left[-i\omega \left(\frac{2\pi m}{\omega_j} + \frac{\phi_j}{\omega_j} + \frac{\theta_{pu}}{\omega_j} \right) \right]. \tag{19}$$

Зазначимо, що вираз (18) містить у собі інформацію про чутливість електродів. Після нескладних перетворень коефіцієнти дрейфу та дифузії можна виразити таким чином:

$$F(W) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\langle \int_0^{\Delta t} dt U_W^C(t) \right\rangle = \frac{Q^2 e^2 \omega_i}{4\pi^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G(m\omega_i) \exp \left[-im(\theta_{pu} - \theta_k) \right]; \tag{20}$$

$$D_{sh}(W) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\langle \int_0^{\Delta t} dt \int_0^{\Delta t} dt' U'_W(t) U'_W(t') \right\rangle = \frac{Q^4 e^4 \omega_i^2}{8\pi^3} \Psi(W) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^N \frac{|G(m\omega_j)|^2}{|m|}; \quad (21)$$

$$D_t(W) = 2k_B T_{pu} Q^2 e^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{|G(m\omega_j)|^2}{|m|}. \quad (22)$$

Коефіцієнт дифузії D_t виражається за рахунок теплової температури пікапа T_{pu} . Середня потужність, необхідна для охолодження, пропорційна до напруги на кікері V_k , що містить внесок від Шотткі-шумів та теплових шумів:

$$P = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\langle \int_0^t V_k^2(t) dt \right\rangle / Z_k, \quad (23)$$

де Z_k - опір кікера.

Якщо коефіцієнти дифузії є постійними величинами, розв'язок рівняння Фоккера - Планка знаходиться аналітичним шляхом. У дійсності в процесі стохастичного охолодження іонних пучків коефіцієнти дифузії змінюються з часом залежно від параметрів пучка. Тоді розв'язок рівняння Фоккера - Планка може бути знайдено тільки чисельним шляхом.

1.5. Чисельна схема для розв'язку рівняння Фоккера - Планка

Для розв'язку рівняння Фоккера - Планка використовуємо метод кінцевих різниць - метод сіток. Вважаємо, що початкова функція імпульсного розподілу частинок пучка Ψ'_i має форму Гаусса. Тоді в наступні моменти часу $t + \Delta t$ значення функції $\Psi'_i{}^{t+\Delta t}$ знаходять за схемою

$$\begin{aligned} \Psi'_i{}^{t+\Delta t} = & \Psi'_i{}^t + \frac{\Delta t}{2h_i} (F_{i+1} \Psi'_{i+1}{}^{t+\Delta t} - F_{i-1} \Psi'_{i-1}{}^{t+\Delta t}) + \\ & + \frac{\Delta t}{2\xi_i} \left(D_{i+1/2} \frac{\Psi'_{i+1}{}^{t+\Delta t} - \Psi'_i{}^{t+\Delta t}}{h_i} - D_{i-1/2} \frac{\Psi'_i{}^{t+\Delta t} - \Psi'_{i-1}{}^{t+\Delta t}}{h_{i-1}} \right) \end{aligned}, \quad (24)$$

де $h_i = W_{i+1} - W_i$, $\xi_i = 1/2(h_i + h_{i-1})$, $D_{i+1/2} = 1/2(D_{i+1} + D_i)$. Δt та h_i - кроки сітки по осі t та W відповідно; F_{i+1} та D_{i+1} - коефіцієнти дрейфу та дифузії в точці $(i + 1)$, що розраховуються за формулами (20) і (21).

2. Результати моделювання процесу охолодження іонів

Моделювання процесу стохастичного охолодження було проведено для діючої системи охолодження в накопичувальному кільці ESR. Для даної системи попередній підсилювач працює в частотній смузі 0,9 - 1,7 ГГц. Потужність системи в цілому складає 2 кВт. Змінюючи підсилення, було визначено такі значення, при яких досягається оптимальна швидкість охолодження в початковий момент часу. Час охолодження визначається за формулою

$$\tau(t, \Delta t) = \frac{\sigma(t)}{\sigma(t) - \sigma(t + \Delta t)} \Delta t, \quad (25)$$

де Δt - крок сітки; $\sigma(t) = \pm \Delta p/p$ - імпульсний розкид, який дорівнює половині ширини функції розподілу Ψ' на половині висоти. Результати розрахунків для іонів урану, аргону та вуглецю наведено в табл. 1, де для максимально можливих значень підсилення вказано відповідні їм часи охолодження в початковий момент. Для практичних цілей важливо знати час охолодження іонів у момент, коли в пучку настає рівноважний стан, тобто функція розподілу не змінюється з часом. На рис. 1 показано еволюцію імпульсного розкиду для пучків іонів урану, аргону та вуглецю під час охолодження. З рисунка видно, що для досягнення рівноважного стану необхідно в три рази більше часу, ніж у початковий момент (див. табл.1).

Таблиця 1. Максимальне підсилення та час охолодження іонів у початковий момент

N	Максимальне підсилення, dB			Час охолодження, с		
	$^{238}\text{U}^{+92}$	$^{40}\text{Ar}^{+18}$	$^{12}\text{C}^{+6}$	$^{238}\text{U}^{+92}$	$^{40}\text{Ar}^{+18}$	$^{12}\text{C}^{+6}$
$3 \cdot 10^6$	113	126	134	0,42	0,41	0,45
$6 \cdot 10^6$	110	124	132	0,593	0,521	0,57
10^7	107	122	131	0,833	0,654	0,63

Мінімальне значення імпульсного розкиду в рівноважному стані має різне значення для іонів. Причиною такої відмінності є сигнал, знятий з пікап-електродів, який пропорційний до заряду іонів. Оскільки для легких іонів сигнал слабкий, то для зменшення часу охолодження необхідно збільшувати підсилення. Це, у свою чергу, підвищує рівень шумів самої системи, що приводить до зменшення співвідношення сигналу до шуму і, таким чином, чутливість системи охолодження понижується. При цьому час охолодження збільшується (рис. 2). Розрахунки також показують, що час охолодження залежить від кількості іонів у пучку (рис. 3).

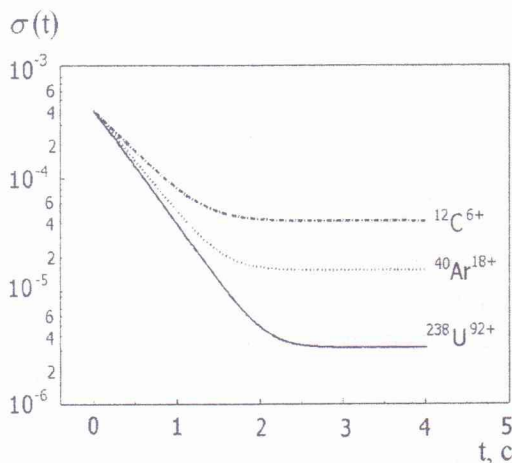


Рис. 1. Залежність імпульсного розкиду іонів пучку від часу.

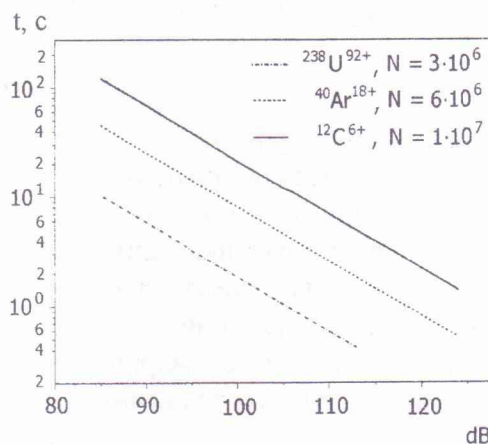


Рис. 2. Час охолодження іонів залежно від коефіцієнтів підсилення.

При збільшенні числа частинок час охолодження також збільшується, але при цьому зростає відношення сигналу до шумів, що приводить до більш ефективної роботи системи, результатом якої є зменшення імпульсного розкиду в рівноважному стані. На рис. 4 показано результати розрахунків імпульсного розкиду залежно від часу охолодження для різної кількості іонів вуглецю. Слід відзначити, що навіть при меншій величині підсилення можна досягти менших значень імпульсного розкиду.

Для порівняння розрахованих часів охолодження в початковий момент з експериментальними було використано результати експериментальних досліджень на кільці ESR [8]. Результати чисельних розрахунків та експериментальних вимірювань часу охолодження для іонів урану та аргону наведено в табл. 2. Видно, що час охолодження для іонів урану знахо-

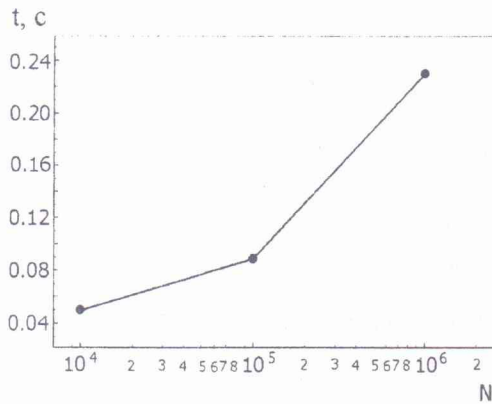


Рис. 3. Час охолодження для пучків іонів вуглецю різної інтенсивності.

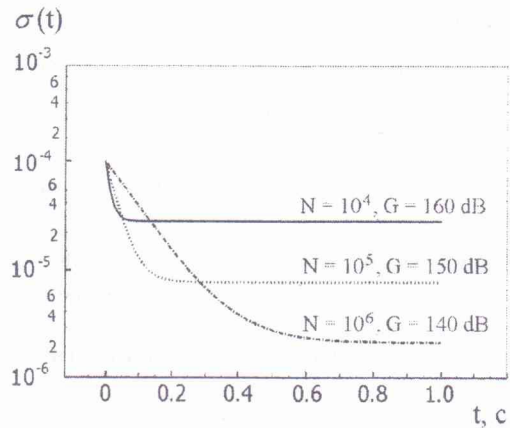


Рис. 4. Імпульсний розкид іонів вуглецю залежно від різної інтенсивності пучка та підсилення.

диться в межах експериментально досяжного часу. Для іонів аргону згідно з теоретичним передбаченням швидкість охолодження більша, ніж отримана експериментальним шляхом.

Таблиця 2. Час охолодження іонів в ESR

Сорт іонів		N	τ, c
$^{238}\text{U}^{+92}$	Розрахунок	$3 \cdot 10^6$	0,42
	Експеримент	$3 \cdot 10^6$	0,40
$^{40}\text{A}^{+18}$	Розрахунок	$6 \cdot 10^6$	0,52
	Експеримент	$6 \cdot 10^6$	0,86

Таку відмінність можна пояснити тим, що в розрахунках не враховано внутрішньопучкове розсіяння (IBS), яке для легких іонів більш суттєво протидіє процесу охолодження. Урахування IBS є наступним етапом удосконалення теоретичної моделі стохастичного охолодження.

Висновки

Представлений у роботі чисельний алгоритм для моделювання процесу стохастичного охолодження базується на рівнянні Фоккера - Планка зі змінними коефіцієнтами. Детально показано, яким чином можна врахувати всі технічні особливості системи стохастичного охолодження при розрахунках цих коефіцієнтів. Використовуючи метод кінцевих різниць наводиться чисельна схема для розв'язку рівняння Фоккера - Планка. Порівняння розрахованих параметрів іонів з параметрами, отриманими експериментальним шляхом, свідчить про придатність запропонованого алгоритму для дослідження особливостей системи стохастичного охолодження.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons: Conceptual Design Report.* - GSI-Darmstadt, Nov., 2001 (www.gsi.de).
2. *Dolinskii A., Beckert K., Beller P. et al.* Design of a Collector Ring For Antiproton and Rare Isotope Beams: Proc. EPAC 2002. - Paris. - P. 572 - 574.
3. *Franzke B.* The ESR - Design. - Darmstadt, 1987. - (Prepr. / GSI-ESR-TN/86-19).
4. *Lambetson G.* Physics of High Energy Accelerators, SLAC Summer School 1985. Fermilab Summer School 1984. AIP Conf. Proc.
5. *Neuffer D.* Calculations of Pickup-Kicker Sensitivity. - Batavia, IL, USA, 1982. - (Prepr. / Fermilab-TM-1102).
6. *Jackson J.D.* Cassical Electrodynamics. - Wiley, 1975.
7. *Möhl D., Petrucci G., Thorndahl L. et al.* Physics and technique of stochastic cooling // Physics Reports. - 1980. - Vol. 58, No. 2. - P. 73.
8. *Franzke B., Becker K., Nolden F. et al.* Efficient Collection and Cooling of Radioactive Ion Beams in a Collector Ring (CR), EPAC 2000: Proceeding. - P. 536. (<http://accelconf.web.cern.ch/>).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ИОННЫХ ПУЧКОВ**И. М. Несмиян, А. В. Долинский, Ф. Нольден, В. А. Шевченко**

Эффективное накопление и быстрое охлаждение ионных и антипротонных пучков является ключевой задачей ускорительно-накопительного комплекса, который проектируется в GSI. Для получения высокоохлажденных ионных пучков планируется использовать электронное и стохастическое охлаждение. Стохастическое охлаждение более быстрое для "горячих" ионных пучков, что позволяет их эффективно накапливать. В работе представлен численный алгоритм для моделирования стохастического охлаждения импульсного разброса несгруппированных пучков методом Пальмера. Алгоритм основан на уравнении Фоккера - Планка с переменными коэффициентами. Моделирование процесса стохастического охлаждения позволяет найти оптимальные параметры системы охлаждения, при которых достигается максимальная скорость охлаждения.

STOCHASTIC COOLING SIMULATION OF ION BEAMS**I. M. Nesmiyan, A. V. Dolinskii, F. Nolden, V. A. Shevchenko**

An effective accumulation and fast cooling of ion beams and antiprotons are key task of the accelerator facility, which is planned at GSI. A stochastic and an electron cooling are planned to use for obtaining of high cooled ion beams. The stochastic cooling is faster for hot ion beams giving possibility to accumulate effectively ions in a storage ring. In this paper a numerical algorithm for the stochastic cooling by Palmer method in the longitudinal phase space is presented. The algorithm is based on the Fokker - Plank equation with variable coefficients. Stochastic cooling simulations are needed to determinate optimal parameters of the cooling system where the minimal cooling time is reached.

Надійшла до редакції 17.02.04,
після доопрацювання – 16.04.04.