

ЗАСЕЛЮВАНІСТЬ РІВНІВ В $n\gamma$ -РЕАКЦІЇ ТА СЕРЕДНІЙ КВАДРАТ ПРОЕКЦІЇ ОДНОЧАСТИНКОВОГО МОМЕНТУ НУКЛОНІВ

Ю. Г. Щепкін, В. І. Слісенко, Т. О. Костюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Проведено розрахунки співвідношення заселюваності рівнів шляхом емісії каскадів гамма-квантів при розпаді компаунд-ядра і величини $\langle m^2 \rangle$ – середнього квадрата проекції одночастинкового моменту нуклонів. Показано, що зі збільшенням відмінності спінів основного та заселюваного рівнів зменшується вплив невизначеності параметрів статистичної моделі на значення $\langle m^2 \rangle$, що визначається із величини заселюваності. Параметрами розрахунку є густини рівнів поблизу основного стану та компаунд-ядра, поправка на парно-непарні відмінності енергії зв'язку ядра та одночастинкові радіаційні силові функції.

Одним із параметрів, що визначають розподіл густини рівнів ядра по спіну [1], є середня величина квадрата проекції одночастинкового моменту нуклонів ядра $\langle m^2 \rangle$:

$$\rho(U, J) = \rho(U) \cdot (2J + 1) \exp[-(J + 1/2)^2 / 2\sigma^2] / 2\sigma^2.$$

Тут $\rho(U)$ – повна густина рівнів при енергії збудження U ядра; $\rho(U, J)$ – густина рівнів із заданим спіном J ; σ – спіновий параметр, що вміщує величину $\langle m^2 \rangle$:

$$\sigma^2 = \langle m^2 \rangle \sqrt{aU} \cdot (6/\pi^2). \tag{1}$$

Параметр a зв'язаний з густиною одночастинкових станів g поблизу енергії Фермі $a = g(\pi^2/6)$.

Теоретичні оцінки $\langle m^2 \rangle$ мають значний розкид. У квазікласичному наближенні в моделі Фермі-газу при усередненні $\langle m^2 \rangle$ за станами поблизу енергії Фермі середнє значення $\langle m^2 \rangle = 0,32 A^{2/3}$ [2] (A – атомний номер), а при усередненні за всіма зайнятими станами – $0,19 A^{2/3}$ [3]. В оболонковій моделі усереднення по станах поблизу енергії Фермі дає значення $\langle m^2 \rangle = 0,24 A^{2/3}$ [3], а за всіма зайнятими станами – $0,146 A^{2/3}$ [3, 4], тобто розкид теоретичних оцінок перевищує два рази. У більш ранніх роботах для розрахунку густини рівнів і проведення систематики експериментальних результатів по густині одночастинкових станів використовувалося значення $\langle m^2 \rangle$, визначене як $0,146 A^{2/3}$, а в більш пізніших – $0,24 A^{2/3}$ [5].

Розкид експериментальних значень $\langle m^2 \rangle$ ще більший. Найбільш прямий спосіб визначення $\langle m^2 \rangle$ полягає у вимірюванні дисперсії σ^2 розподілу густини рівнів по спіну в інтервалі енергії $\Delta U \ll U$. Проте надійних даних по σ^2 , отриманих таким способом, немає з огляду на складність ідентифікації достатньої кількості рівнів по спіну й парності без пропуску у відносно вузькому інтервалі енергії ΔU і широкий діапазон значення спінів J . У зв'язку з цим для визначення σ^2 використовуються непрямі методи по вимірюванню заселюваності рівнів α (в якості яких звичайно використовуються ізомери) або кутових розподілів продуктів різних реакцій. У вимірюваннях заселюваності збуджене ядро із вихідного стану i переходить на виділений рівень f при малих енергіях збудження через проміжні рівні. У перших роботах такого типу використовувалася реакція радіаційного захвату нейтронів (n, γ) [6]. Значення α_f визначається радіаційною шириною переходів і густиною рівнів (a отже, і $\langle m^2 \rangle$), через які проходить каскад гамма-квантів. Еспериментальні значення $\langle m^2 \rangle$, отримані в реакції теплового захвату нейтронів, мають розкид до трьох раз, обумовлений слабкою чутливістю α_f від $\langle m^2 \rangle$. Тому в наступних дослідженнях [7-9] вимірювалися ізомерні відношення або кутові розподіли при високих енергіях збудження ядер (до ~ 40 MeV) з використанням широкого набору реакцій. При таких великих енергіях

© Ю. Г. Щепкін, В. І. Слісенко, Т. О. Костюк, 2005

збудження вихідні стани i компаунд-ядра мають великі значення J , що, на думку авторів, сприяє більш високому ступеню чутливості вимірюваних величин від $\langle m^2 \rangle$. Однак розкид отримуваних значень $\langle m^2 \rangle$ залишається значним ($\sim 2,5 - 3$ рази), що спричинено великою кількістю параметрів (невизначеністю їх значень), використовуваних при добуванні $\langle m^2 \rangle$ із вимірюваних величин, а також складністю врахування внеску прямих процесів. Разом з тим для низки реакцій при високих енергіях удасться описати енергетичну залежність ізомерних відношень [10] на основі моделі надплинного ядра. Але при цьому з тими ж параметрами не відтворюються повні перерізи.

У зв'язку зі сказаним ми повернулися до розглядання можливості визначення $\langle m^2 \rangle$ із вимірювань заселюваності рівнів в (n, γ) -реакції за участю теплових нейтронів. Використання цієї реакції для визначення $\langle m^2 \rangle$ на теплових нейтронах має значну перевагу перед реакціями, в яких ядро збуджується до високих енергій, так як вихідний стан має цілком визначене значення спіну й парності J^π при захваті теплових нейтронів, що значно спрощує і робить більш однозначною процедуру визначення $\langle m^2 \rangle$. У той же час, як показали результати наведені нижче, у реакції теплового захвату нейтронів спостерігається сильна залежність α_f від $\langle m^2 \rangle$, якщо значення спінів J_f та J_g ізомерного та основного станів ядра значно відрізняються ($\Delta J_{fg} \sim 7$), і зменшується похибка значення $\langle m^2 \rangle$, що визначається із величини заселюваності, спричинена невизначеністю параметрів статистичної моделі. Велика відмінність спінів J_f та J_g робить неможливим вимірювання заселюваності традиційними методами внаслідок значного зменшення цієї величини (до $\sim 10^{-5}$). Однак розв'язок задачі стає можливим із використанням методу спектрометрії множинності в поєднанні з фільтрованими пучками нейтронів [11], розвинутого на реакторі ВВР-М ІЯД НАН України.

Розрахунки проведено для реакції $^{119}\text{Sn}(n, \gamma)$, яка приводить при захваті теплових нейтронів до утворення компаунд-стану $J_i^\pi = 1^+$ з енергією збудження $\epsilon_i = 9,106$ MeV (енергія зв'язку B_n нейтрона). Утворюване ядро ^{120}Sn цікаве тим, що має високозбуджений високоспіновий ізомерний стан $J_f^\pi = 7^-$ з енергією $\epsilon_f = 2,48$ MeV і часом життя $\tau_f = 11,8$ мкс. Такі параметри ізомеру роблять дане ядро привабливим не тільки із-за великої різниці ΔJ_{if} спінів початкового i та кінцевого (заселюваного) f станів, але й з ряду інших причин. Для заселювання ізомеру необхідно не менше семи $E1$ -гамма-переходів, а розпад ізомеру в основний стан супроводжується випромінюванням гамма-каскаду із чотирьох квантів [12, 13], тобто сумарна множинність ν_γ переходу вихідного збудженого стану i в основний (через ізомерний стан f) становить не менше 11. Надто високе значення ν_γ дозволить виміряти ізомерне відношення α_f , незважаючи на його малу величину, завдяки використанню методу спектрометрії множинності. Час життя ізомеру є не надто малим, щоб експериментально розділити в часі процеси заселювання і розпаду ізомеру, і разом з тим час життя не настільки великий, що не створює умови для фону випадкових збігів, імітуючого акти заселювання та розпаду ізомеру. Та обставина, що ізомер є високоенергетичним і між ним та основним станом знаходиться ще 13 рівнів, робить можливими переходи з рівнів, що лежать по енергії вище від ізомерного, як у цей стан, так і в стани, розміщені нижче, що забезпечує умову статистичного характеру заселюваності ізомеру.

Модель і параметри розрахунку

Розрахунки заселюваності рівнів проводилися по каскадній статистичній моделі [14] методом статистичних випробувань процесу емісії каскадів гамма-квантів при розпаді компаунд-стану. Для опису процесу заселюваності обчислювалися ширини переходів в припущенні, що збудження ядра знімається $E1$, $M1$ та $E2$ -випромінюванням. Для проведення розрахунків весь енергетичний діапазон області неперервного спектра – від границі дискретних рівнів поблизу основного стану до енергії компаунд-стану – розбивався на вузькі інтервали $\Delta\epsilon$. Для кожної пари a , b цих інтервалів обчислювалася радіаційна ширина переходів $\Gamma_\gamma(a, b)$ між ними:

$$\Gamma_{\gamma}(a, b) = \sum_X \sum_L \Gamma_{\gamma XL}(\varepsilon_a, \varepsilon_b) \eta_X \eta_{J_a, J_b} \rho(\varepsilon_b) \Delta\varepsilon, \quad (2)$$

де $\Gamma_{\gamma XL}(\varepsilon_a, \varepsilon_b)$ – середня ширина всіх дозволених переходів мультипольності L і типу X (E або M), η_X та η_{J_a, J_b} – коефіцієнти, рівні 1 або 0 для дозволених або заборонених по $\Delta\pi_{a,b}$ та $\Delta J_{a,b}$ переходів відповідно, ε_a та ε_b ($\varepsilon_a > \varepsilon_b$) – енергії інтервалів, ρ_b – густина рівнів в інтервалі b . Також для кожного інтервалу a обчислювалася ширина переходів на кожний рівень c дискретного спектра:

$$\Gamma_{\gamma}(a, c) = \sum_X \sum_L \Gamma_{\gamma XL}(\varepsilon_a, \varepsilon_c) \eta_X \eta_{J_a, J_c}, \quad (3)$$

де ε_c – енергія дискретного рівня c , та ширина переходу між рівнями c_n і c_k дискретного спектра ($\varepsilon_{c_n} > \varepsilon_{c_k}$, n та k – вихідний і кінцевий рівні дискретного спектра):

$$\Gamma_{\gamma}(c_n, c_k) = \sum_X \sum_L \Gamma_{\gamma XL}(\varepsilon_{c_n}, \varepsilon_{c_k}) \eta_X \eta_{J_{c_n}, J_{c_k}}. \quad (4)$$

Імовірності гамма-переходів $W_{a,b}$, $W_{a,c}$ та W_{c_n, c_k} із інтервалу a в інтервал b або на рівень c дискретного спектра та між рівнями c_n і c_k дискретного спектра визначаються як

$$W_{a,b} = \Gamma_{\gamma}(a, b) / \Gamma_{\gamma a}, \quad W_{a,c} = \Gamma_{\gamma}(a, c) / \Gamma_{\gamma a}, \quad W_{c_n, c_k} = \Gamma_{\gamma}(c_n, c_k) / \Gamma_{\gamma c_n},$$

де $\Gamma_{\gamma a}$ та $\Gamma_{\gamma c_n}$ – повні радіаційні переходи з інтервалу a в усі інтервали, що лежать нижче, та всі рівні дискретного спектра і з рівня c_n в усі рівні дискретного спектра, що лежать нижче:

$$\Gamma_{\gamma a} = \sum_b \Gamma_{\gamma a, b} + \sum_c \Gamma_{\gamma a, c},$$

$$\Gamma_{\gamma c_n} = \sum_k \Gamma_{\gamma c_n, c_k}.$$

Тут $\Gamma_{\gamma a, b}$, $\Gamma_{\gamma a, c}$ та $\Gamma_{\gamma c_n, c_k}$ визначаються співвідношеннями (2) – (4) відповідно. Підсумовування проводиться по всіх інтервалах b , що лежать нижче інтервалу a , всіх рівнях дискретного спектра c та всіх рівнях c_k дискретного спектра c_k , що лежать нижче рівня c_n .

Шляхом статистичних випробувань величин $W_{a,b}$, $W_{a,c}$ та W_{c_n, c_k} для кожного гамма-переходу каскаду розігрувалися енергія переходу, інтервал b або рівні c чи c_k , на які відбувається перехід із інтервалу a або з рівня c_n , спін і парність рівня в інтервалі b або рівня дискретного спектра. Статистичне випробування гамма-квантів каскаду відбувається до того часу, поки каскад завершиться або заселиться ізомерний рівень, або відбудеться перехід в будь-який стан, що лежить нижче ізомерного. Після цього починається розіграш чергового каскаду з компауд-стану. Максимальна кількість розіграваних гамма-каскадів, рівна 10^8 , здійснювалася для мінімального значення заселюваності.

При розрахунку заселюваності рівнів по каскадній моделі у [15] вказується на критичність знання середньої множинності $\bar{\nu}_{\gamma}$ каскадів гамма-квантів, однак її значення обумовлюється розрахунковим способом. Між тим процедура розрахунку заселюваності методом статистичних випробувань є більш коректною, оскільки не тільки відображається $\bar{\nu}_{\gamma}$, але і моделюється сам спектр множинності.

Для розрахунку радіаційних ширин переходів в формулах (2) - (4) використовувалися співвідношення одночастинкової моделі [16]:

$$\Gamma_{\gamma E1}(\varepsilon_a, \varepsilon_b) = f_{E1}(\varepsilon_a - \varepsilon_b)^3 A^{2/3} D, \quad \Gamma_{\gamma M1}(\varepsilon_a, \varepsilon_b) = f_{M1}(\varepsilon_a - \varepsilon_b)^3 D, \quad \Gamma_{\gamma E2}(\varepsilon_a, \varepsilon_b) = f_{E2}(\varepsilon_a - \varepsilon_b)^5 A^{4/3} D,$$

де f_{E1} , f_{M1} , f_{E2} – радіаційні силові функції E1, M1, E2-переходів; D – середня відстань між рівнями при енергії ε_a . Теоретичні оцінки дають значення цих величин $8,9 \cdot 10^{-8} \text{ MeV}^{-3}$,

$2,1 \cdot 10^{-8} \text{ MeV}^{-3}$ та $7,9 \cdot 10^{-14} \text{ MeV}^{-5}$ відповідно. Детальне дослідження наявних даних по тепловому й резонансному захвату нейтронів, проведене в [17], показало, що значення f_{E1} , f_{M1} та f_{E2} групуються біля значень $3 \cdot 10^{-9} \text{ MeV}^{-3}$, $4 \cdot 10^{-9} \text{ MeV}^{-3}$ та $(1 - 3) \cdot 10^{-14} \text{ MeV}^{-5}$ відповідно. Однак більш пізніші дослідження цього питання [18 - 25], проведені з урахуванням нових експериментальних даних, показали, що значення $E1$, $M1$ і $E2$ радіаційних силових функцій складають $(2,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \text{ MeV}^{-3}$, $(30 \pm 4) \cdot 10^{-9} \text{ MeV}^{-3}$ та $(8 \pm 0,8) \cdot 10^{-14} \text{ MeV}^{-5}$ відповідно. Як видно, найбільше розходження експериментальних оцінок спостерігається для $M1$ силової функції – до ~ 10 разів і біля 2,7 - 8 разів – для $E2$ силової функції. У той же час найбільша відмінність від теоретичних оцінок має місце для f_{E1} . При розрахунку ймовірностей $W_{a,b}$ в якості значень f_{E1} , f_{M1} та f_{E2} використовувалися середні значення експериментальних оцінок, а для визначення впливу розходження експериментальних даних на результат обчислення заселюваності рівнів і знаходження $\langle m^2 \rangle$ проведено також розрахунки з використанням граничних експериментальних значень силових функцій.

При опису густини рівнів $\rho(U)$, яка входить у співвідношення (2), весь енергетичний діапазон (від основного стану до енергії зв'язку B_n) було розбито на область D дискретних рівнів (від 0 до $EP1 = 2,63 \text{ MeV}$) і область C неперервного спектра - нерозділених рівнів (від $EP1$ до B_n). Границя $EP1$ цих областей вибиралася за умови наявності інформації про рівні (спіни та парності) та їх енергетичного розділення й відсутності пропуску. В області енергій, менших за $EP1$, у ^{120}Sn знаходиться 14 рівнів з ідентифікованими J і π [26]. C -область за способом описання повної густини рівнів $\rho(U)$ було розділено на три частини. У першій частині від $EP1$ до $EP2 = 2,99 \text{ MeV}$ є експериментальна інформація про положення (енергії) рівнів, тобто енергетична роздільна здатність спектрометрів дає змогу розділяти рівні, але для більшості з них немає інформації про квантові числа. Густина рівнів $\rho = \rho_1$ у цьому невеликому енергетичному діапазоні $EP1 - EP2$ визначалася за кумулятивною кількістю рівнів залежно від енергії збудження, і вона виявилася рівною $\rho_1 = 11,43 \pm 1,23 \text{ MeV}^{-1}$ (для однієї парності). З вказаних причин ця ділянка енергетичного спектра виділена в окрему частину. У другій і третій частинах для описання густини рівнів використовувалася формула Джільберта - Камерона [8]. У більш високоенергетичній області від енергії зв'язку до енергії $EP3$ (межа другої та третьої частин) густина рівнів описувалася на основі моделі Фермі-газу

$$\rho(U) = \rho_3(U) = \exp[2\sqrt{aU}] / 24\sqrt{2}a^{1/4}\sigma U^{5/4}$$

(для однієї парності). Енергія збудження U ядра відрізняється від енергії рівня на величину поправки δ на парно-непарні відмінності енергії зв'язку. Значення $\delta = 2,62 \pm 0,19 \text{ MeV}$ є єдиним розрахунковим параметром і бралось на основі робіт [3, 27, 28].

Для визначення параметра a використовувалося експериментальне значення середньої відстані D_S між нейтронними резонансами ^{120}Sn з $l = 0$ (орбітальний момент). Проведений аналіз положення нейтронних резонансів із врахуванням енергетичного розділення й домішки рівнів з $l = 1$ дає значення $D_S = 60,7 \pm 19,6 \text{ eV}$. Це значення добре узгоджується з існуючим у літературі [28] оціненим значенням $62 \pm 12 \text{ eV}$ цієї величини. З умови рівності густини резонансів ^{120}Sn з $l = 0$ при енергії збудження $U = B_n - \delta$ значенню $1/D_S$: $\rho_3(U, J_1) + \rho_3(U, J_2) = 1/D_S$ знайдено значення параметра $a = 16,87 \pm 0,45 \text{ MeV}^{-1}$; $J_1 = 0$ і $J_2 = 1$ – спіни резонансів, які відповідають взаємодії нейтронів з ядром ^{119}Sn з $l = 0$.

Було помічено, що в області енергій збудження на декілька MeV менших енергій зв'язку ядра і нижче (друга частина C -області) густина рівнів значно краще описується на основі моделі з постійною температурою T : $\rho(\epsilon) = \rho_2(\epsilon) = \exp[(\epsilon - \epsilon_0)/T]/(2T)$ (для однієї парності), де T і ϵ_0 - вільні параметри. Значення T і ϵ_0 і межа $EP3$ областей 2 і 3 знаходилися з умови рівності густин ρ_2 і ρ_3 та їх похідних при енергії $EP3$ і рівності густин ρ_1 і ρ_2 при енергії $EP2$. У результаті значення вказаних параметрів виявилися рівними $T = 0,5617 \text{ MeV}$, $\epsilon_0 = 1,591 \text{ MeV}$, $EP3 = 6,05 \text{ MeV}$.

Спіновий параметр σ в області опису густини рівнів на основі моделі Фермі-газу визначається відношенням (1), а на основі моделі з постійною температурою параметр σ визначався з використанням експериментальної інформації про спіни, що ближчі до основного стану рівнів [29]:

$$\sigma^2(\epsilon) = \sigma_r^2 + (\sigma^2(EP3) - \sigma_r^2)(\epsilon - \alpha)/(EP3 - \alpha). \quad (5)$$

Тут

$$\sigma_r^2 = \sum_{j=0}^n (J_j + 1/2)^2 / (2n),$$

де n – кількість рівнів з відомим спіном J_j ; α – ефективна енергія, при якій визначалося значення σ_r^2 . Значення $\sigma^2(EP3)$ визначалося з відношення (5) при енергії збудження ядра $U = EP3 - \delta$. При такому (5) визначенні σ^2 воно збігається із значенням σ_r^2 при енергії $\epsilon = \alpha$ та із значенням σ^2 (визначеним відношенням (5)) при енергії $\epsilon = EP3$. Значення $\alpha = 0,99$ МеВ знайдено з умови рівності похідних величин σ , визначених співвідношеннями (1) і (5), при енергії $\epsilon = EP3$.

Розрахунки та результати

Використовуючи розглянуті вище співвідношення та значення параметрів, що визначають густину рівнів і радіаційні силові функції (РСФ), проведено розрахунки заселюваності рівнів і досліджено залежність заселюваності від значення $\langle m^2 \rangle$ при номінальних і сумішених (на величину похибки) параметрів розрахунку з метою визначення можливості одержання параметра $\langle m^2 \rangle$ і його похибки при знанні значення заселюваності. При розрахунку варіювалися значення параметрів ρ_1 , δ , D_S та РСФ. Значення густини a одночастинкових станів перенормовувалося відповідно до варіації значення $\langle m^2 \rangle$. Відповідно також перевизначалися і значення похідних параметрів ϵ_0 , T та $EP3$.

Розрахунки проведено для значень спінів і парностей J_i^π вихідного компаунд-стану 1^+ і 7^+ з енергією $\epsilon_i = V_n$ та спінів і парностей J_f^π заселюваного стану 1^- , 4^- , 7^- з енергією $\epsilon_f = 2,48$ МеВ. Станів $J_f^\pi = 1^-$ і 4^- з енергією $\epsilon_f = 2,48$ МеВ у ^{120}Sn не існує, а ймовірність збудження стану $J_i^\pi = 7^+$ з енергією $\epsilon_i = V_n$ тепловими нейтронами практично близька до нуля. Тим паче, що розрахунки заселюваності для вказаних гіпотетичних вихідних і заселюваних станів було також проведено з метою дослідження залежності заселюваності від спінів вихідного й заселюваного станів.

Результати розрахунку залежності α_f від $\langle m^2 \rangle / A^{2/3}$ наведено на рис. 1 для номінальних і змішених значень параметрів D_S , δ , ρ_1 та σ_r . За величину зміщення параметра приймалася його похибка. У випадку малої різниці значень α_f для номінального і зміщеного параметра зміщена крива на рисунку не наводиться. Діапазон зміни $\langle m^2 \rangle / A^{2/3}$ вибрано на основі існуючих оцінок цієї величини (див. попередній розділ). Стрілка на осі вказує значення $\langle m^2 \rangle / A^{2/3}$, яке звичайно використовується у роботах; відповідне значення $\alpha = \alpha_f$. Значення силових функцій приймалися рівними середньому значенню двох розглянутих вище оцінок.

Як видно з рис. 1, для розглянутих варіантів J_i^π , J_f^π зміна $\langle m^2 \rangle$ при варіації D_S , δ , ρ_1 та σ_r (при $\alpha = \alpha_f$) складає 8,5, 7,2, 23 та 2,6 % відповідно для $J_i^\pi = 1^+$, $J_f^\pi = 1^-$; 9,7, 6,8, 9 та 2,5 % для $J_i^\pi = 1^+$, $J_f^\pi = 4^-$; 7,2, 7,7, 5,0 та 2,1 % для $J_i^\pi = 1^+$, $J_f^\pi = 7^-$ та 2,6, 2,6, 1,7 та 1,5 % для $J_i^\pi = 7^+$, $J_f^\pi = 7^-$. Значення повної квадратичної похибки $\langle m^2 \rangle$ становлять 26, 15,1, 11,8 та 4,4 % відповідно, тобто зменшуються по мірі збільшення моменту ізомерного стану. Значно більша похибка величини $\langle m^2 \rangle$ викликана різницею оцінок РСФ. На рис. 2 наведено результати розрахунку заселюваності залежно від значення РСФ (при номінальних значеннях параметрів D_S , δ , ρ_1 та σ_r). Стрілки на осях вказують значення першої та другої оцінок і номінальне значення величини f_{M1} / f_{E1} . Найбільша зміна α_f спостерігається для $J_i^\pi = 1^+$ і заселюваних станів 1^- та 4^- , у 1,28 та 1,63 рази відповідно, у той час як для $J_f^\pi = 7^-$ $\Delta\alpha \approx 10$ %,

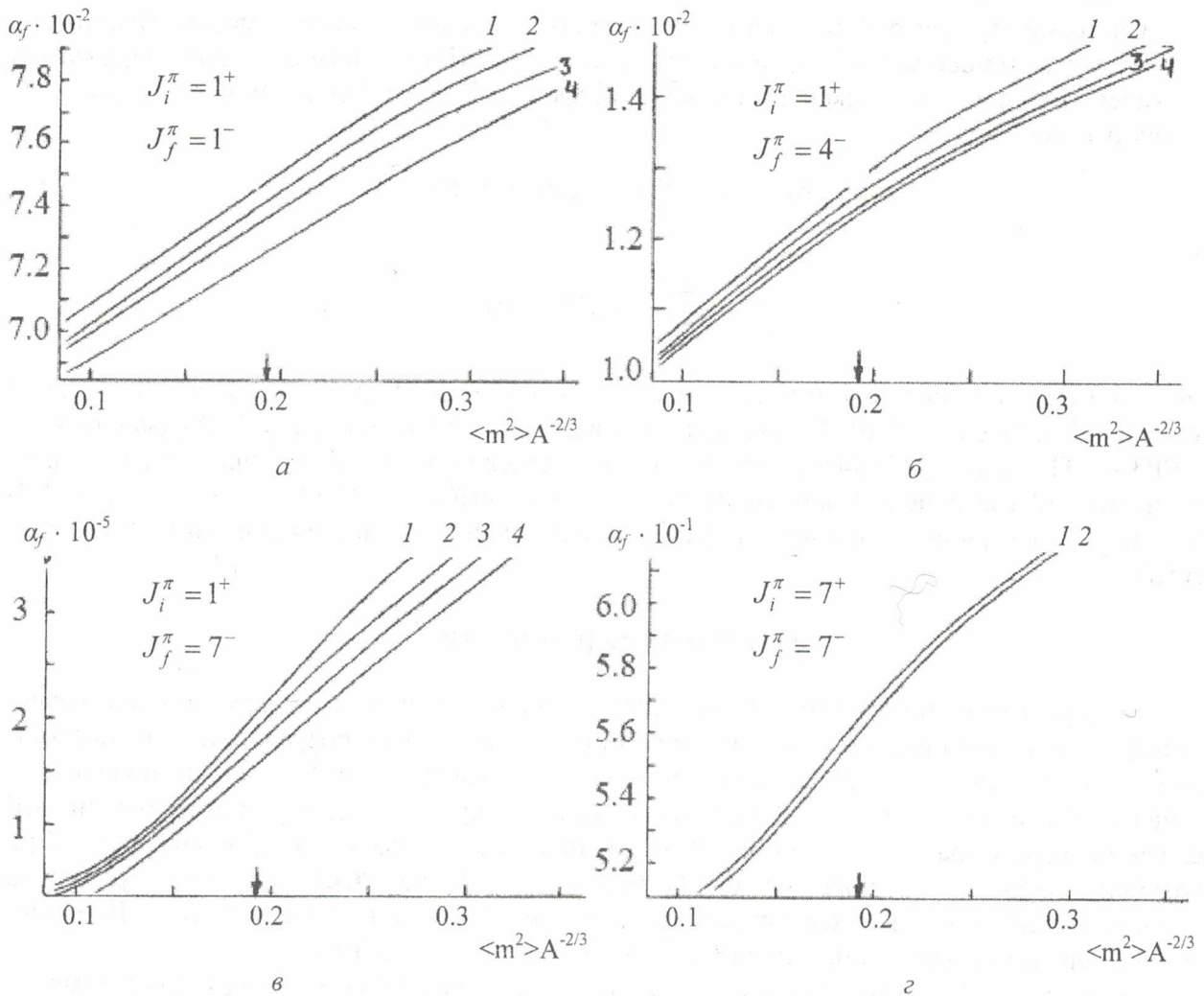


Рис. 1. Залежність заселюваності α_f від $\langle m^2 \rangle A^{-2/3}$ для різних значень співів вихідного J_i і заселюваного J_f станів для незміщених і зміщених значень параметрів δ, ρ_1, D_s розрахунку: а – номінальні (крива 2) і зміщені значення параметрів D_s, δ і ρ_1 (відповідно криві 1, 3 і 4); б – номінальні (крива 2) і зміщені значення параметрів δ, ρ_1 і D_s (відповідно криві 1, 3 і 4); в – номінальні (крива 3) і зміщені значення параметрів δ, ρ_1 і D_s (відповідно криві 1, 2 і 4); г – номінальні (крива 2) і зміщені значення параметрів D_s (крива 1).

а для варіанта $7^+, 7^-$ - 2,6 %. Використовуючи залежність α_f від $\langle m^2 \rangle / A^{2/3}$ (див. рис. 1), можна оцінити відповідну зміну $\langle m^2 \rangle$, яка становить $> 100, 37, 5,4$ та $+17,7$ % відповідно. Навіть якщо в якості похибки РСФ взяти похибку другої оцінки, відповідна похибка в $\langle m^2 \rangle$ для $J_f^\pi = 1^-$ і 4^- залишається значною: $+26$ та $+28$ %. Повна квадратична похибка $\langle m^2 \rangle$, обумовлена невизначеністю параметрів розрахунку $D_s, \delta, \rho_1, \sigma_T$ та РСФ, складає $> 100, 40, 13$ та $+17,8$ % для варіантів $1^+, 1^-; 1^+, 4^-; 1^+, 7^-$ та $7^+, 7^-$ відповідно. Отриманий результат показує, що найменшої похибки ~ 13 % величини $\langle m^2 \rangle$ можна досягти із вимірювання α_f стану 7^- при захваті нейтронів у стан 1^+ . Ця похибка в декілька разів менша існуючої точності знання величини $\langle m^2 \rangle$.

Три фактори визначають можливість визначення $\langle m^2 \rangle$ з найкращою точністю для варіанта $J_i^\pi = 1^+, J_f^\pi = 7^-$ – слабка залежність α_f від співвідношень f_{M1}/f_{E1} та f_{E2}/f_{E1} , досить сильна залежність α_f від $\langle m^2 \rangle$ і відносно слабка зміна α_f при варіації значень параметрів D_s, ρ_1, δ і σ_T .

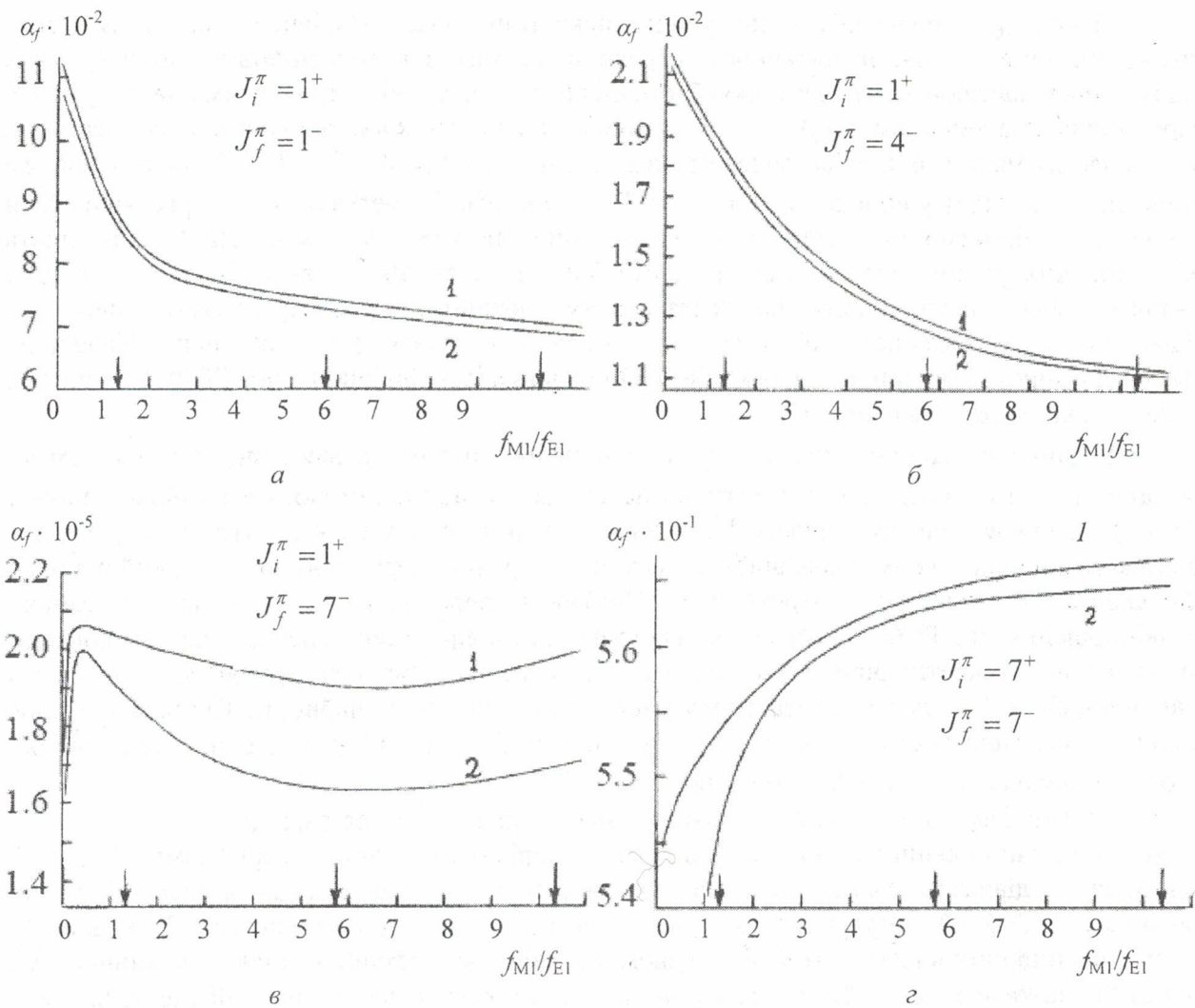


Рис. 2. Залежність заселюваності α_f від відношення f_{M1} і f_{E1} радіаційних силових функцій для різних спінів вихідного J_i^π і заселюваного J_f^π станів при змішених значеннях f_{E2}/f_{E1} : а - $f_{E2}/f_{E1} = 6,6 \cdot 10^{-6}$ і $27,6 \cdot 10^{-6}$ для кривих 1 і 2 відповідно; б - $f_{E2}/f_{E1} = 27,6 \cdot 10^{-6}$ і $6,6 \cdot 10^{-6}$ для кривих 1 і 2 відповідно; в - $f_{E2}/f_{E1} = 27,6 \cdot 10^{-6}$ і $6,6 \cdot 10^{-6}$ для кривих 1 і 2 відповідно; г - $f_{E2}/f_{E1} = 6,6 \cdot 10^{-6}$ і $27,6 \cdot 10^{-6}$ для кривих 1 і 2 відповідно.

Слабку залежність α_f від РСФ можна пояснити високою множинністю ν_γ гамма-каскаду, який проходить між рівнями i та f . У таблиці наведено розрахункові спектри $A(\nu_\gamma)$ множинності (для номінальних значень параметрів) для чотирьох розглядуваних варіантів J_i^π , J_f^π . Як видно, для $J_i^\pi = 1^+$ по мірі збільшення спіну J_f^π кінцевого заселюваного рівня спектр множинності зміщується в бік великих ν_γ . Тому у випадку $J_i^\pi = 1^+$, $J_f^\pi = 7^-$ заселюваність рівня f , яке відбувається на останній стадії гамма-каскаду, йде з рівнів, що мають високе значення спіна J .

Спектри множинності $A(\nu_\gamma)$ для різних варіантів J_i^π , J_f^π (номінальні параметри)

$A(\nu_\gamma)$, %	Множинність ν_γ										$\bar{\nu}_\gamma$	J_i^π	J_f^π
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10			
1,4	36,7	48,4	12,4	1,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	2,76	1^+	1^-
0,0	0,7	72,2	23,1	3,4	0,4	<0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	3,30	1^+	4^-
0,0	0,0	0,0	0,4	4,7	70,6	21,4	2,9	0,0	0,0	0,0	6,22	1^+	7^-
<0,1	6,2	32,5	34,0	20,6	5,7	0,9	<0,1	0,0	0,0	0,0	3,90	7^+	7^-

Оскільки в прилеглий до цих рівнів дискретній області D рівні в основному мають низькі значення спінів, інтенсивності переходів на них з високоспінових рівнів (з яких відбувається заселюваність досліджуваного рівня f на останній стадії гамма-каскаду) малі через великі значення різниці $\Delta J = J - J_f$ спінів. Оскільки цей конкуруючий процес (переходи в D-область) малий, α_f слабо залежить від зміни f_{M1}/f_{E1} та f_{E2}/f_{E1} . У початковій же стадії гамма-каскаду у випадку $J_i^\pi = 1^+$, $J_f^\pi = 7^-$, коли каскад іде через високоенергетичні стани С-області з відносно низькими значеннями спінів, незважаючи на невелику відмінність ΔJ спінів цих рівнів і рівнів D-області, імовірності переходів з рівнів С-області на рівні D-області малі внаслідок того, що через велику множинність каскаду початкові переходи відбуваються у високоенергетичну частину С-області через високу густину рівнів. Унаслідок цього залежність імовірності переходів в D-область від співвідношення РСФ незначна, а отже, і мала залежність α_f від РСФ.

У випадку менших значень J_f^π і, відповідно, більш низьких значень $\bar{\nu}_\gamma$ гамма-каскадів, що заселюють рівень, початкові переходи каскаду відбуваються на більш скинуті рівні ядра, ніж у випадку великих J_f^π . У зв'язку з цим велику вагу набувають переходи в D-область з рівнів, з яких також відбувається безпосередній перехід на заселюваний рівень f . Збільшення ж імовірності переходів в D-область приводить до того, що із зміною співвідношення між РСФ відбувається перерозподіл імовірностей переходів на заселюваний рівень f і на дискретні рівні різної парності. У випадку ^{120}Sn цей перерозподіл є досить значущий, бо в D-області переважають рівні однієї (додатної) парності. Сказане пояснює більш сильну залежність α_f від f_{M1}/f_{E1} у випадку $J_i^\pi = 1^+$, $J_f^\pi = 1^-$ і, відповідно, велику похибку у визначенні $\langle m^2 \rangle / A^{2/3}$, ніж для $J_i^\pi = 1^+$, $J_f^\pi = 7^-$.

Другий фактор, що зменшує похибку визначення $\langle m^2 \rangle$ для варіанта $J_i^\pi = 1^+$, $J_f^\pi = 7^-$, полягає в більш сильній залежності α_f від $\langle m^2 \rangle$ (порівняно з іншими варіантами). Із рис. 1 видно, що в діапазоні зміни $\langle m^2 \rangle$, що розглядається, зміна α_f складає всього 4,5 % для варіанта 1^+ , 1^- ; 12,4 % - для варіанта 1^+ , 4^- та досягає 2,5 рази для варіанта 1^+ , 7^- . Унаслідок великої різниці спінів вихідного i та кінцевого f станів і, відповідно, великій множинності ν_γ , каскад гамма-квантів, що заселює ізомерний стан f , проходить через широкий спектр значень спінів рівнів J , енергій збудження U ядра, густини ρ рівнів (відмінність ρ по мірі проходження каскаду становить до $\sim 10^4$ раз), що обумовлює різний ступінь залежності ρ , а отже, і ймовірностей переходів і величини α_f від енергії збудження U , спінів рівнів J і величини $\langle m^2 \rangle$. Множинність каскаду безпосередньо впливає на ступінь залежності інтенсивності каскаду, а отже, і ізомерного відношення від $\langle m^2 \rangle$. Дійсно, оскільки зміна інтенсивності каскаду (при варіації $\langle m^2 \rangle$) пов'язана із зміною інтенсивності кожного складового гамма-кванта каскаду, то чим більша множинність каскаду, тим сильнішою буде результуюча зміна інтенсивності всього каскаду і α_f , тобто тим сильніша залежність α_f від $\langle m^2 \rangle$. Більш сильна залежність α_f від $\langle m^2 \rangle$ значно полегшує також експериментальне рішення задачі визначення $\langle m^2 \rangle$, так як зменшує вплив експериментальної похибки $\Delta\alpha_f$ і невизначеностей параметрів моделі D_S , ρ_1 , δ та σ_f на точність визначення $\langle m^2 \rangle$.

Мала зміна $\langle m^2 \rangle / A^{2/3}$ при варіації параметрів D_S , ρ_1 , δ та σ_f у випадку високих спінів заселюваного стану обумовлено знову ж малою ймовірністю переходів в D-область каскадів з високою множинністю, що зменшує зміну відношення ймовірностей переходів у D- та С-області із зміною густини рівнів (D_S , ρ_1) і параметрів δ та σ_f , а отже, і зменшує зміну α_f внаслідок невизначеності вказаних параметрів і, відповідно, похибку $\langle m^2 \rangle$.

Таким чином, розглянуті варіанти спінів вихідного J_i^π і кінцевого J_f^π заселюваного станів вказують на те, що варіант $J_i^\pi = 1^+$, $J_f^\pi = 7^-$, відповідний реальним станам ^{120}Sn , є найбільш сприятливим для визначення $\langle m^2 \rangle$, зважаючи на найбільш сильну залежність α_f від $\langle m^2 \rangle$, найменшу чутливість до неоднозначності значень параметрів розрахунку (РСФ, густини рівнів $1/D_S$ та ρ_1 , поправка δ на парно-непарні відмінності в енергії зв'язку) і до експериментальної похибки визначення заселюваності α_f , внаслідок чого для даного варіанта похибка визначення $\langle m^2 \rangle$ найменша.

Оскільки в роботі ставилася задача дослідження впливу співвідношення спінів ізомерного та основного станів на точність визначення $\langle m^2 \rangle$, автори обмежилися розглядом тільки однієї найбільш простої одночастинкової моделі для опису РСФ та густини рівнів. Передбачається розглянути й інші варіанти статистичної моделі, зокрема, нові дані та підходи по РСФ, розвинуті в роботі [30], а також можливий вплив на заселюваність ізомера іраст-області [31 - 33].

Високі множинності каскадів гамма-квантів, що заселюють ізомер, і розпади ізомеру створюють сприятливі умови для експериментального вимірювання заселюваності α_f і визначення $\langle m^2 \rangle$, бо дають змогу виділити досліджуваній складовий гамма-каскад заселюваності та розпаду ізомеру на фоні інтенсивних випадкових збігів, супутніх досліджуваному процесу.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Bethe H. A.* // *Revs. Modern Phys.* - 1937. - Vol. 9. - P. 84.
2. *Соколов Ю. В.* Плотность уровней атомных ядер. - М.: Энергоатомиздат, 1996.
3. *Мальшиев А. В.* Плотность уровней и структура атомных ядер. - М.: Атомиздат, 1969.
4. *Gilbert A., Cameron A. G.* // *Can. Journ. of Phys.* - 1965. - Vol. 43, No. 8. - P. 1446.
5. *Клочкова Л. И., Ковригин Б. С., Курицын В. Н., Лавров Н. С.* Определение параметров спиновой зависимости и моментов инерции остаточных ядер в реакции $(n, p)Al^{27}, Cr^{56}, Fe^{54}$ при энергии нейтронов 14,1 МэВ // *Нейтронная физика: Материалы I Междунар. конф. (Киев, 14 - 18 сент. 1987 г.).* - М.: ЦНИИатоминформ, 1988. - Т. 3. - С. 310 - 314.
6. *Huizenga J. R., Vandenbosch R.* // *Phys. Rev.* - 1960. - Vol. 120, No. 4. - P. 1305.
7. *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* // *Phys. Rev.* - 1960. - Vol. 120, No. 4. - P. 1313.
8. *Vonach H. K., Vandenbosch R., Huizenga J. R.* // *Nucl. Phys.* - 1964. - Vol. 60, No. 1. - P. 70.
9. *Vonach H. K., Huizenga J. R.* // *Phys. Rev.* - 1966. - Vol. 149, No. 3. - P. 844.
10. *Decowski P., Grochulski W., Marcinkowski A. et.al.* // *Nucl. Phys.* - 1968. - Vol. A112, No. 3. - P. 513.
11. *Щепкин Ю. Г., Сенченко Т. А., Павленко Е. А., Костюк Т. А. и др.* Спектрометрия множественности на фильтрованных пучках нейтронов. - Киев, 1991. 24 с. - (Препр. / НАН Украины. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-91-36).
12. *Bolotin H., Li A., Schwarzschild K.* // *Phys. Rev.* - 1961. - Vol. 124, No. 1. - P. 213.
13. *Ikegami H., Udagawa T.* // *Phys. Rev.* - 1961. - Vol. 124, No. 5. - P. 1518.
14. *Wisshuk K., Wickenhauser J., Kappeler F.* // *Nucl. Sci. and Eng.* - 1982. - Vol. 81, No. 3. - P. 396.
15. *Арифов Л. Я., Мазитов Б. С., Уланов В. Г.* // *ЯФ.* - 1983. - Т. 34, вып. 4(10). - С. 1028.
16. *Блатт Д., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика. - М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
17. *Bartholomev G. A.* // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* - 1961. - Vol. 11. - P. 259.
18. *Болинджер Л. М.* // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* - 1972. - Т. 2. - С. 885.
19. *Bollinger L. M.* // *Photonuclear Reactions and Application.* - 1973. - Vol. 2. - P. 787.
20. *Bartholomev G. A., Earle E. D., Ferguson A. J. et.al.* // *Advance in Nuclear Physics.* - 1973. - Vol. 7. - P. 229.
21. *Jackson H.* - 1975. JAERI-M-5984. - P. 119.
22. *Kopecky J.* Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. - New York: Plenum Press, 1979. - P. 665.
23. *Lone M. A.* Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. - Ibid. - P. 161.
24. *McCullagh C. M., Stelts M. L., Chrien R.E.* // *Phys. Rev.* - 1981. - Vol. 23c, No. 4. - P. 1394.
25. *Prestwich W. V., Islam M. A., Kennet T. J.* // *Atoms and Nuclei.* - 1984. - Vol. 315, No. 1. - P. 103.
26. *Lederer C. M., Shirley V. S.* Table of isotopes. A. - New York: Wiley - Interscience Publication, 1978.
27. *Nemirovsky P. E., Adamchuk Y. V.* // *Nucl. Phys.* - 1962. - Vol. 39, No. 4. - P. 553.
28. *Baba H.* // *Nucl. Phys.* - 1970. - Vol. A159, No. 2. - P. 625.
29. *Bergquist I.* Proc. Consult. Meet. on the Use of Nucl. Theory in Neutron Nucl. Data Evaluation, Trieste, Dec. 8 - 11, 1975. - IAEA-190, 1976. - P. 29.
30. *Плужко В. А., Езхов С. Н., Микulyak А. S.* // *36. наук. праць Ін-ту ядерних досл.* - 2000. - № 1. - С. 7.
31. *Богила Е. А., Коломиец В. М.* // *УФЖ.* - 1989. - Т. 34, № 1. - С. 7.
32. *Demetrios G., Sarantites E., Hoffman J.* // *Nucl. Phys.* - 1972. - Vol. A180, No. 1. - P. 177.
33. *Decowski P., Grochulski W., Marcinkowski A.* // *Nucl. Phys.* - 1972. - Vol. A194, No. 2. - P. 380.

ЗАСЕЛЯЕМОСТЬ УРОВНЕЙ В γ -РЕАКЦИИ И СРЕДНИЙ КВАДРАТ ПРОЕКЦИИ ОДНОЧАСТИЧНОГО МОМЕНТА НУКЛОНОВ

Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, Т. А. Костюк

Проведены расчеты соотношения заселяемости уровней посредством эмиссии каскадов гамма-квантов при распаде компаунд-ядра и величины $\langle m^2 \rangle$ – среднего квадрата проекции одночастичного момента нуклонов. Показано, что с увеличением отличий спинов основного и заселяемого уровней уменьшается влияние неопределенности параметров статистической модели на значение $\langle m^2 \rangle$, что определяется из величины заселяемости. Параметрами расчетов являются плотности уровней вблизи основного состояния и компаунд-ядра, поправка на парно-непарные отличия энергии связи ядра и одночастичные радиационные силовые функции.

OCCUPATION OF LEVELS FOR γ -REACTION AND MIDDLE SQUARE PROJECTION OF THE SINGLE-PARTICLE MOMENTUM OF NUCLEONS

Yu. G. Schepkin, V. I. Slisenko, T. A. Kostyuk

The calculation of the relation between the nuclear levels occupation by means of gamma-rays emission and projection middle square $\langle m^2 \rangle$ of the single-partial momentum of nucleons were performed. It is shown that the increasing of spin difference between ground occupied levels is caused by the decreasing of statistical model parameters uncertainty which is determined from the value of occupation numbers. Ground state and compaund nucleus level densities and correction on even-odd difference of binding energies of nucleus and single-particle strength functions as parameters for culculation have been choosen.

Надійшла до редакції 28.07.04,
після доопрацювання – 28.02.05.