

УДК 539.17

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ НА ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

А.С. ДАНАГУЛЯН^{1*}, Г.О. ОГАНЕСЯН¹, Т.М. БАХШИЯН²

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Национальный аграрный университет, Ереван, Армения

*e-mail: danag@ysu.am

(Поступила в редакцию 25 апреля 2017 г.)

Проведен анализ изомерных отношений некоторых ядер-продуктов реакций (p, n) , $(d, 2n)$, $(\alpha, p3n)$. Сравнение рассчитанных с использованием программного пакета TALYS 1.4 данных с экспериментальными показало, что для определенных ядер наблюдаются значительные расхождения, которые можно объяснить влиянием высокоспиновых состояний на значения изомерных отношений.

1. Введение

В процессе ядерных взаимодействий остаточные продукты образуются как в основных, так и в возбужденных метастабильных состояниях. Изомерное отношение (ИО) обычно определяется как отношение сечений образования высокоспиновых состояний к низкоспиновым $R = \sigma_n/\sigma_l$. Исследование ИО в реакциях с частицами разного типа проводится на протяжении многих лет, поскольку является дополнительным источником информации о механизме протекания реакции, а также о свойствах и структурах как ядер-продуктов, так и промежуточных ядерных систем.

Особый интерес, с точки зрения изучения зависимости ИО от структуры уровней возбуждения ядерных состояний, представляют ядра с массовыми числами $A \sim 80-100$. Эти ядра являются сфероидальными, т. е. занимают промежуточную область между сферическими и деформированными ядрами, также как и ядра с $A \sim 140$ и $A \sim 200$. Они обладают малыми собственными электрическими квадрупольными моментами и, следовательно, малыми деформациями. Для этих ядер параметр асимметрии σ определяется выражением [1]

$$\sigma = \frac{\sqrt{5\pi}}{3} \frac{Q_0(J+1)(2J+3)}{ZR_0^2 J(2J-1)},$$

где Q_0 – собственный электрический квадрупольный момент, R_0 – радиус, Z – заряд и J – спин основного состояния ядра. Значение σ изменяется в пределах 0.1–0.3 [1], в то время как для сильно деформированных ядер $\sigma \sim 0.4$ –0.5.

В ион-ядерных реакциях при сравнительно больших энергиях ($E \sim 30$ МэВ) возможно образование сфероидальных и деформированных ядер-продуктов в состояниях с большими значениями спинов и энергий возбуждения (высокоспиновые ираст-состояния). При этом ядра, на которых рассеиваются тяжелые ионы, остаются «холодными». Энергия, приносимая ионом, растрачивается на вращение, а не на нагревание ядра [2].

Высокоспиновые состояния ядер переходной области ($A \sim 80$ –100, 140, 200) образуются посредством различных каналов. Во-первых, если кинетическая энергия налетающего тяжелого иона меньше кулоновского барьера и ион не проникает в ядро-мишень и не вызывает сильного взаимодействия, то происходит многократное кулоновское возбуждение. Ядро-мишень возбуждается, но не меняется по составу. Таким образом образуются высокоспиновые ираст-уровни – ближайшие к основному состоянию, т. е. обладающие наименьшей энергией возбуждения среди всех уровней ядра с заданной величиной спина. Если при этом ядро деформировано по числу нейтронов, то при распаде высокоспиновых состояний ядра-продукта образуются коллективные вращательные полосы. Во-вторых, под действием тяжелого иона образуется сильно возбужденное составное ядро (энергия возбуждения равна энергии связи иона в компаунд-ядре плюс приносимая ионом кинетическая энергия). Затем происходит испарение нейтронов, а также заряженных частиц при достаточной для преодоления кулоновского барьера энергии. После этого ядро остается в сильно возбужденном высокоспиновом состоянии и разряжается каскадами γ -квантов. Наличие высокоспиновых состояний сильно влияет на всю структуру уровней возбуждения ядра [3].

Целью настоящей работы является изучение влияния структуры уровней возбуждения ядерных состояний на значения ИО. Статья является продолжением наших работ [4–6].

2. Результаты и их обсуждение

Проведены расчеты с использованием программного пакета TALYS 1.4, который позволяет рассчитать полные и парциальные сечения реакций, энергетические спектры и угловые распределения вылетевших частиц и т. д. для реакций с участием нейтронов, протонов, легких ядер, γ -квантов при энергиях до 200 МэВ [7]. В основе программного пакета лежат оптическая модель и обширная база данных ядерных состояний [8]. Рассчитаны сечения и ИО для 46 среднетяжелых ядер-продуктов с массовыми числами от 44 до 127, образованных в (p, n) , $(d, 2n)$, $(\alpha, p3n)$ реакциях (ИО рассчитывались при энергии максимума функции

возбуждения). Рассматривались реакции с одинаковыми массовыми числами мишеней и продуктов, что позволяет исследовать ИО в зависимости от типа налетающих частиц [5, 6].

Результаты расчетов показали, что ИО растут с увеличением массовых чисел налетающих частиц и зависят от спина высокоспинового состояния изомера. Эти результаты совпадают с имеющимися экспериментальными данными. На рис.1 приведены зависимости ИО от массового числа налетающей частицы для ядер со спинами изомерных состояний 8^+ , 7^+ , 6^+ и 5^+ . На осях абсцисс расположены массовые числа налетающих частиц, а на осях ординат – отношения ИО (R_i/R_p) для одинаковых продуктов, образованных в реакциях с участием дейтронов и α -частиц к ИО в протон-ядерных реакциях: $R(p, n)/R(p, n)$, $R(d, 2n)/R(p, n)$, $R(\alpha, 3pn)/R(p, n)$. Как видно из рис.1, эти отношения наибольшие в случае $R(\alpha, 3pn)/R(p, n)$ и спина 8^+ . Также видно, что в большинстве случаев наблюдается рост (R_i/R_p) с увеличением массовых чисел налетающих частиц, однако есть и исключения: ядра-продукты ^{116}Sn (8^+); $^{108,110}\text{In}$ (7^+); ^{108}Ag , ^{102}Rh , ^{84}Rb (6^+); ^{100}Rh , ^{80}Br (5^+).

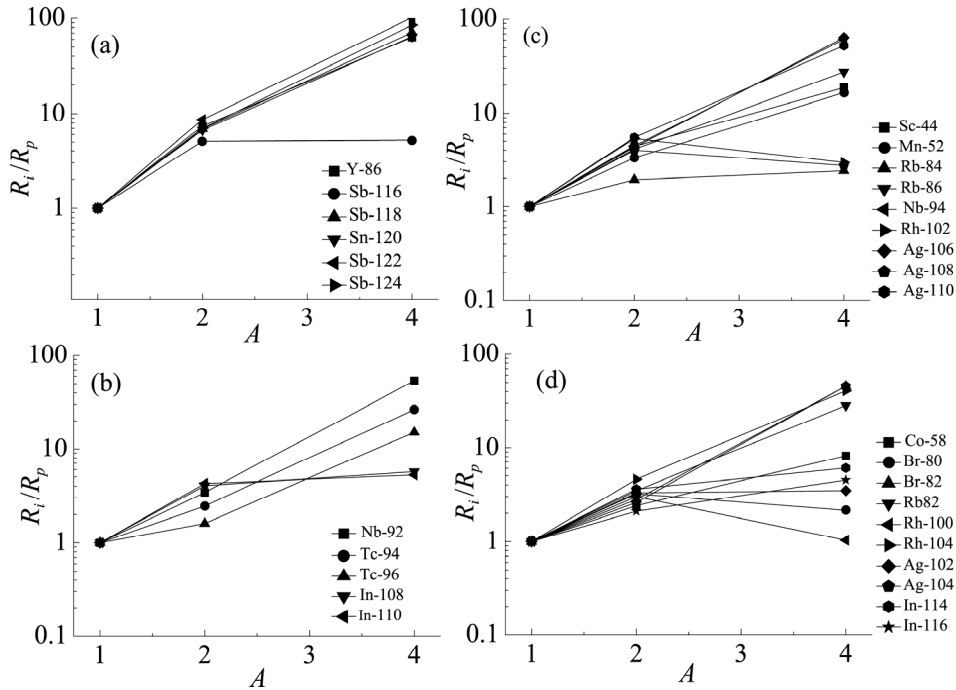


Рис.1. Зависимость R_i/R_p от массового числа налетающих частиц для различных значений спинов метастабильных состояний: (a) 8^+ , (b) 7^+ , (c) 6^+ и (d) 5^+ .

В работах [5, 6] наблюдались расхождения экспериментальных и рассчитанных по коду TALYS 1.4 сечений некоторых реакций, которые связывались с модельными представлениями возбужденных состояний ядер.

Схемы уровней возбуждения ядер продуктов в настоящее время интенсивно исследуются экспериментально и теоретически. При теоретическом рассмотрении для сфероидальных, а также околомагических ядер (^{21}Sc , ^{50}Sn , ^{49}In , ^{52}Te и т. д.) используется оболочечная модель со сферическим гамильтонианом с учетом спин-орбитального взаимодействия, а для деформированных ядер (актиноидов и лантанидов) используется обобщенная модель Нильсона с учетом квадрупольного взаимодействия и спаривания нуклонов [9]. В результате рассчитываются энергии уровней возбуждения ядер, вероятности электрических и магнитных дипольных и электрических квадрупольных переходов, времена жизни короткоживущих (от наносекунд до миллисекунд) высокоспиновых изомеров.

Современная экспериментальная техника позволяет определять спины и четности наблюдаемых состояний, на основе чего строятся схемы уровней и распадов высокоспиновых состояний ядер-продуктов. Кроме того, при помощи Доплер-эффекта возможно определить времена жизни короткоживущих высокоспиновых изомеров и вероятности переходов, тем самым выяснить тип возбуждений (одночастичный или коллективный). Экспериментальные и теоретические данные в большинстве случаев хорошо совпадают, в частности, для низлежащих уровней с энергиями вплоть до 3–5 МэВ [10, 11], что подтверждает правильность теоретических представлений. Согласно литературным данным, существует немало ядер, в схемах уровней которых присутствуют высокоспиновые ираст-состояния. Наличие высокоспиновых состояний влияет на значения ИО [5, 6]. При девозбуждении ираст-состояний через электрические дипольные (E1) и квадрупольные (E2) и магнитные дипольные (M1) переходы с большой вероятностью заселяются высокоспиновые долгоживущие изомерные состояния и, как следствие, увеличиваются ИО [5, 6].

В нашей прежней работе [12] замечено значительное расхождение ИО, рассчитанных с использованием кода TALYS 1.4, и экспериментальных данных, полученных в результате фотоядерных реакций на мишени ^{nat}Te под действием тормозного излучения с максимальной энергией 40 МэВ в случае образования ядра ^{129}Te . Объяснить это расхождение можно присутствием высокоспиновых ираст возбужденных состояний у нейтроноизбыточного ядра ^{129}Te .

Схему распадов ядерных уровней ^{129}Te можно найти в работе [13]. Все уровни с натуральной четностью и энергиями 4825 кэВ ($35/2^-$), 3617 кэВ ($31/2^-$), 1956 кэВ ($21/2^-$), 1885 кэВ ($21/2^-$) и ненатуральной четностью и энергией 2136 кэВ ($23/2^+$) заселяют изомерное состояние $11/2^-$ ядра ^{129}Te . Согласно схеме, основное состояние со спином $3/2^+$ заселяют слабые E2 переходы с энергиями 211.4, 703.3 и 812.4 кэВ.

Ядро ^{129}Te околomagическое по числу протонов ($Z = 52$) и деформировано по числу нейтронов. Валентные нейтроны находятся в состоянии $(\nu h_{11/2})^3$, а два валентных протона в состоянии $(\pi g_{7/2})^2$. Натуральная четность обусловлена четностью нейтронного состояния $(-1)^l$, т. е. $(-1)^5$, ($l = 5$ для $h_{11/2}$). Ненатуральная положительная (+) четность возникает в результате образования конфигурации $(\nu h_{11/2})^2(\nu d_{3/2})^{-1}$ вместо $(\nu h_{11/2})^3$. Общая четность этого состояния будет положительной, поскольку протонное состояние $(\pi g_{7/2})^2$ также имеет положительную четность. Так образуется уровень $23/2^+$ с энергией 2136 кэВ, который через E1 переход заселяет состояние $21/2^-$, а затем и высокоспиновое долгоживущее изомерное состояние $11/2^-$. Фактически, уровни с ненатуральной четностью и энергиями 4697 ($33/2^+$), 4033 ($31/2^+$) переходят на уровень 2136 кэВ ($23/2^+$), а затем на уровень $11/2^-$. Полоса состояний ненатуральной четности возникает тогда, когда одна из основных частиц участвует в коллективном вращательном возбуждении. Эта полоса может заканчиваться состоянием с максимальным спином при возбуждении частично-дырочного взаимодействия. Таким образом, высокоспиновые состояния с большей вероятностью заселяют долгоживущее изомерное состояние со спином $11/2^-$. В результате этого увеличивается ИО.

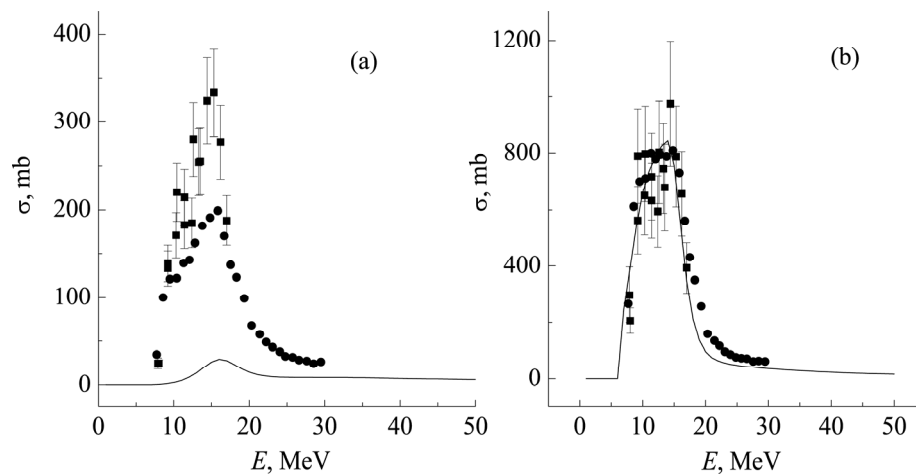


Рис.2. Функции возбуждения реакций: (а) $^{86}\text{Sr}(p, n)^{86m}\text{Y}$ и (б) $^{86}\text{Sr}(p, n)^{86g}\text{Y}$. Обозначения: $\blacklozenge$ – данные из [14], $\blacksquare$ – данные из [15]; линия – данные расчетов по коду TALYS 1.4.

На рис.2 приведены экспериментальные [14, 15] и расчетные функции возбуждения для реакций $^{86}\text{Sr}(p, n)^{86m,g}\text{Y}$. В изомерном состоянии наблюдаются значительные различия. В основном состоянии соответствие удовлетворительное. Схема уровней возбуждения ядра ^{86}Y приведена в работе [16]. В схеме существуют три высокоспиновые полосы, при распаде которых заселяется метастабильное состояние ^{86m}Y со спином 8^+ , в то время как основное состояние

со спином 4^- не заселяется. Причина несоответствия расчетных и экспериментальных данных может быть связана с тем, что в базе данных, используемой при расчете, не учтены все переходы, заселяющие метастабильное состояние.

На рис.3 приведены экспериментальная [17] и расчетная функции возбуждения реакции $^{82}\text{Kr}(p, n)^{82m}\text{Rb}$. Как видно из рисунка, расчетные данные ненамного меньше экспериментальных ($\sim 14\%$). Данных относительно сечения основного состояния этого изомера нет в литературе из-за короткого периода полураспада ($T_{1/2} = 1.27$ мин).

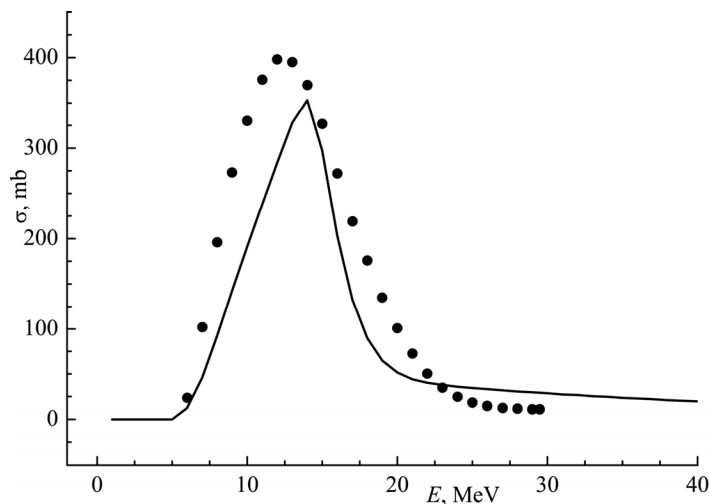


Рис.3. Функция возбуждения реакции $^{82}\text{Kr}(p, n)^{82m}\text{Rb}$. Обозначения: ● – данные из работы [17], линия – результаты расчетов по коду TALYS 1.4.

Схему уровней нечетно-нечетного ядра ^{82}Rb можно найти в работе [18]. Ядро ^{82}Rb в изомерном состоянии имеет спин 5^- ($T_{1/2} = 6.472$ час), а в основном – 1^+ ($T_{1/2} = 1.273$ мин). Схема уровней ^{82}Rb содержит несколько высокоспиновых уровней с энергиями E_γ (спинами) 1210.8 кэВ (9^+), 4717.2 кэВ (15^-), 4015.9 кэВ (14^+), 3183.8 кэВ (13^+) и 2990.9 кэВ (11^+). Все высоколежащие уровни, независимо от четности, посредством магнитных M1 и электрических E1 и E2 переходов заселяют состояние 6^+ (191.3 кэВ), из которого идет сильный E1 переход (123.0 кэВ) на уровень 5^- . Фактически, все высокоспиновые состояния заселяют изомерное состояние 5^- ($T_{1/2} = 6.472$ час).

Соответствие экспериментальных и расчетных данных, относящихся к функции возбуждения реакции $^{82}\text{Kr}(p, n)^{82m}\text{Rb}$, удовлетворительное. Очевидно, уровни возбуждения этого ядра хорошо отражены в модельном представлении.

На рис.4 приведены функции возбуждения для реакций $^{80}\text{Se}(p, n)^{80m,g}\text{Br}$. Видно, что совпадение расчетных и экспериментальных данных удовлетворительное.

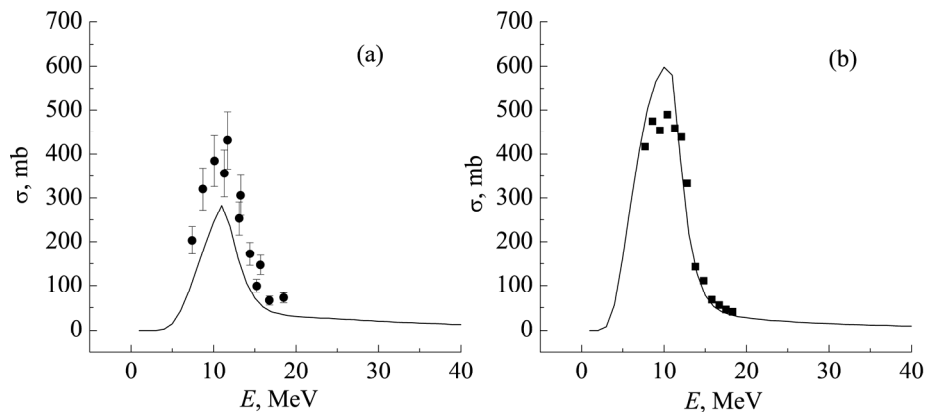


Рис.4. Функции возбуждения реакций: (а) $^{81}\text{Se}(p, n)^{80\text{m}}\text{Br}$ и (б) $^{81}\text{Se}(p, n)^{80\text{g}}\text{Br}$. Обозначения: $\bullet$ – данные из работы [19], $\blacksquare$ – данные из работы [15], линия – результаты расчетов по коду TALYS 1.4.

Схему уровней нечетно-нечетного ядра ^{80}Br можно найти в работах [20, 21]. Схема содержит шесть полос: 4450.1 (14^+), 2796.8 (9^+ , 11^+), 1851.3 (9^-) и 2915.1 (9^- , 11^-), 5936.6 (16^+) 3972.8 (13^+). Все полосы распадаются в изомерное состояние 5^- ($T_{1/2} = 4.4205$ час). Изомерное состояние 5^- полностью переходит в основное состояние 1^+ ($T_{1/2} = 17.68$ мин) через промежуточное состояние 2^- .

3. Заключение

Таким образом, наличие высокоспиновых состояний и ираст-полос, которые возникают благодаря коллективным движениям вращательного типа, сильно влияет на соотношение сечений образования конечного ядра в основном и изомерном состояниях. Результаты расчетов сечений образования продуктов ядерных реакций в этих состояниях с использованием кода TALYS 1.4 дают хорошее соответствие с экспериментальными данными в случае наиболее точного учета уровней возбуждения рассматриваемого ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Престон. Физика ядра. Москва, Мир, 1964.
2. О. Бор, Б. Моттelson. Структура атомного ядра. Т. 2. Москва, Мир, 1977; R. Grover. Phys. Rev., **157**, 832 (1967).
3. Ш. Бриансон, И.Н. Михайлов. Физика элементарных частиц и атомного ядра, **13**, 245 (1982).
4. Т.М. Бахшиян. Ядерная физика, **79**, 2 (2016).
5. А.С. Данагулян, Г.О. Оганесян, Т.М. Бахшиян, Г.В. Мартirosян. Ядерная физика, **79**, 220 (2016).
6. А.С. Данагулян, Г.О. Оганесян, Т.М. Бахшиян, И.А. Керобян. Ядерная физика, **79**, 461 (2016).

7. <http://www.talys.eu/>
TALYS-1.4 User Manual, A. Koning, S. Hilaire, S. Goriely, NRG, The Netherlands, 2011.
8. <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>
9. Деформация атомных ядер, Л.А. Слив (ред.). Москва, Иностранная литература, 1958.
10. **R. Lozeva et al.** Phys. Rev. C, **77**, 064313 (2008).
11. **J. Simpson.** Z. Phys. A, **358**, 139 (1997).
12. **A.S. Danagulyan, G.H. Hovhannisyan, T.M. Bakhshian, R.H. Avagyan, A.E. Avetisyan, I.A. Kerobyan, R.K. Dallakyan.** Phys. Atomic Nuclei, **77**, 1313 (2014).
13. **A. Astier, M.G. Porquet, Ts. Venkova, Ch. Theisen, G. Duchene, F. Azaiez, G. Barreau, D. Curien, I. Deloncle, O. Dorvaux, B.J.P. Gall, M. Houry, R. Lucas, N. Redon, M. Rousseau, O. Stezowski.** Eur. Phys. J. A, **50**, 1 (2014).
14. **F. Rosch, S.M. Qaim, G. Stocklin.** Radiochimica Acta, **61**, 1 (1993).
15. **В.Н. Левковский.** Сечения активации нуклидов средней массы ($A = 40-100$) прото-нами и α -частицами средних энергий ($E = 10-50$ МэВ). Москва, Интер-Весы, 1991.
16. **J. Li, C.Y. He, Y. Zheng, C.B. Li, K. Y. Ma, J.B. Lu.** Phys. Rev. C, **88**, 014317 (2013).
17. **Z. Kovacs, F. Tarkanyi, S.M. Qaim, G. Stocklin.** App. Radiation and Isotopes, **42**, 329 (1991).
18. **J. Doring, D. Ulrich, G.D. Johns, M.A. Riley, S.L. Tabor.** Phys. Rev. C, **59**, 71 (1999).
19. **I. Spahn, G.F. Steyn, C. Vermeulen, Z. Kovács, F. Szelecsényi, M.M. Shehata, S. Spellerberg, B. Scholten, H.H. Coenen, S.M. Qaim.** Radiochimica Acta, **98**, 749 (2010).
20. **I. Ray, P. Banerjee, S. Bhattacharya, M. Saha-Sarkar, S. Muralithar, R.P. Singh, R.K. Bhowmik.** Nucl. Phys. A, **678**, 258 (2000).
21. **S.Y. Wang, B. Qi, L. Liu, S.Q. Zhang, H. Hua, X.Q. Li, Y.Y. Chen, L.H. Zhu, J. Meng, S.M. Wyngaardt, P. Papka, T.T. Ibrahim, R.A. Bark, P. Datta, E.A. Lawrie, J.J. Lawrie, S.N.T. Majola, P.L. Masiteng, S.M. Mullins, J. Gál, G. Kalinka et al.** Phys. Lett. B, **703**, 40 (2011).

ԲԱՐՁՐ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԻԶՈՄԵՐ ՀԱՐԱԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ա.Ս. ԴԱՆԱԳՈՒԼՅԱՆ, Գ.Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Տ.Մ. ԲԱԽՏԻՅԱՆ

Քննարկվել է (p, n) , $(d, 2n)$, $(\alpha, p3n)$ ռեակցիաներում առաջացած արդյունք-միջուկների իզոմեր հարաբերությունները: Փորձարարական և TALYS 1.4 ծրագրային փաթեթի օգնությամբ ստացված հաշվարկային տվյալների համեմատությունը ցույց է տվել, որ որոշակի միջուկների համար նկատվել են զգալի անհամապատասխանություններ, որոնք կարելի է բացատրել բարձր սպինային վիճակների առկայությամբ:

INFLUENCE OF HIGH-SPIN STATES ON ISOMERIC RATIOS

A.S. DANAGULYAN, G.H. HOVHANNISYAN, T.M. BAKHSHIYAN

The isomeric ratios of (p, n) , $(d, 2n)$, $(\alpha, p3n)$ nuclear reactions for some product-nuclei are analyzed. The comparison of the data calculated by TALYS 1.4 software package with the experimental ones showed that for certain nuclei the significant discrepancies are observed, which can be explained by the influence of high-spin states on the isomeric ratios.