

ИЗУЧЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ НА ЯДРАХ-ПРОДУКТАХ
ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{238}U И ^{237}Np

О. А. Бесшейко¹, И. Н. Вишневский², В. А. Желтоножский², И. Н. Каденко¹,
В. М. Мазур³, В. А. Плюйко¹, Н. В. Стрильчук²

¹ *Национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев*

² *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

³ *Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород*

Экспериментально определены изомерные отношения для ядер ^{84}Br , ^{129}Sb , ^{130}Sb , $^{132,133}\text{Te}$, ^{132}Sb , ^{134}I , ^{135}Xe , образованных в результате деления ^{238}U и ^{237}Np гамма-квантами тормозного спектра микротрона М-30 с максимальной энергией 16 МэВ. Рассчитаны средние угловые моменты ядер-продуктов деления с использованием кода EMPIRE II.

Введение

Исследования угловых моментов осколков деления дают полезную информацию о конфигурации делящейся системы вблизи точки разрыва и, следовательно, обеспечивают лучшее понимание процесса деления [1]. Ранее был развит ряд экспериментальных методик, дающих возможность получить информацию о первичных угловых моментах осколков деления для различных делящихся систем – измерение анизотропии [2] и количества испущенных гамма-квантов [3], заселение ротационных полос четно-четных осколков деления [4], изучение изомерных отношений [5].

Известно, что при делении большинство осколков ядер образуется с намного более высокими угловыми моментами, чем спины делящихся ядер [1, 6]. В работах [7, 8] было показано, что для реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ начальные угловые моменты осколков деления сильно зависят от энергии возбуждения этих осколков. Для спонтанного деления ^{252}Cf наблюдается более слабая зависимость начальных спинов от кинетической энергии осколков.

Результаты работ [7, 8] для начальных угловых моментов нескольких фрагментов деления, полученных в реакциях $^{235,238}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$, были подтверждены [9]. В этой же работе также отмечен четкий нечетно-четный протонный эффект в зависимости первичных угловых моментов для изучаемых осколков деления.

В этой работе представлены результаты наших исследований изомерных отношений для ядер ^{84}Br , ^{129}Sb , ^{130}Sb , $^{132,133}\text{Te}$, ^{132}Sb , ^{134}I , ^{135}Xe и извлеченных величин первичных угловых моментов продуктов деления, полученных при фотоделении ^{238}U и ^{237}Np тормозными гамма-квантами с энергией 16 МэВ.

Эксперимент

Облучение мишеней проводилось гамма-квантами тормозного спектра электронов микротрона М-30 с максимальной энергией 16 МэВ. Мишени ^{237}Np представляли собой набор тонких алюминиевых фольг с нанесенным тонким слоем нептуния. Мишени ^{238}U состояли из сборки – набора тонких алюминиевых пластин с нанесенным тонким слоем обедненного урана с двух сторон. Между фольгами с помощью прокладок формировались щели. В эти щели перед облучением вставлялись очень тонкие алюминиевые фольги (10 шт.). При облучении в результате деления образовывались осколки с высокой кинетической энергией, часть которых вбивалась во вставленные фольги. По окончании облучения фольги вынимались и проводились исследования их гамма-спектров.

Измерения проводились двумя спектрометрами на основе полупроводниковых детекторов из сверхчистого германия с разрешением менее 2,0 кэВ для гамма-линии 1330 кэВ ^{60}Co . Для одного из детекторов измерение представляло собой серию следующих один за другим наборов спектров. Время набора изменялось от 1 мин в начале измерения до

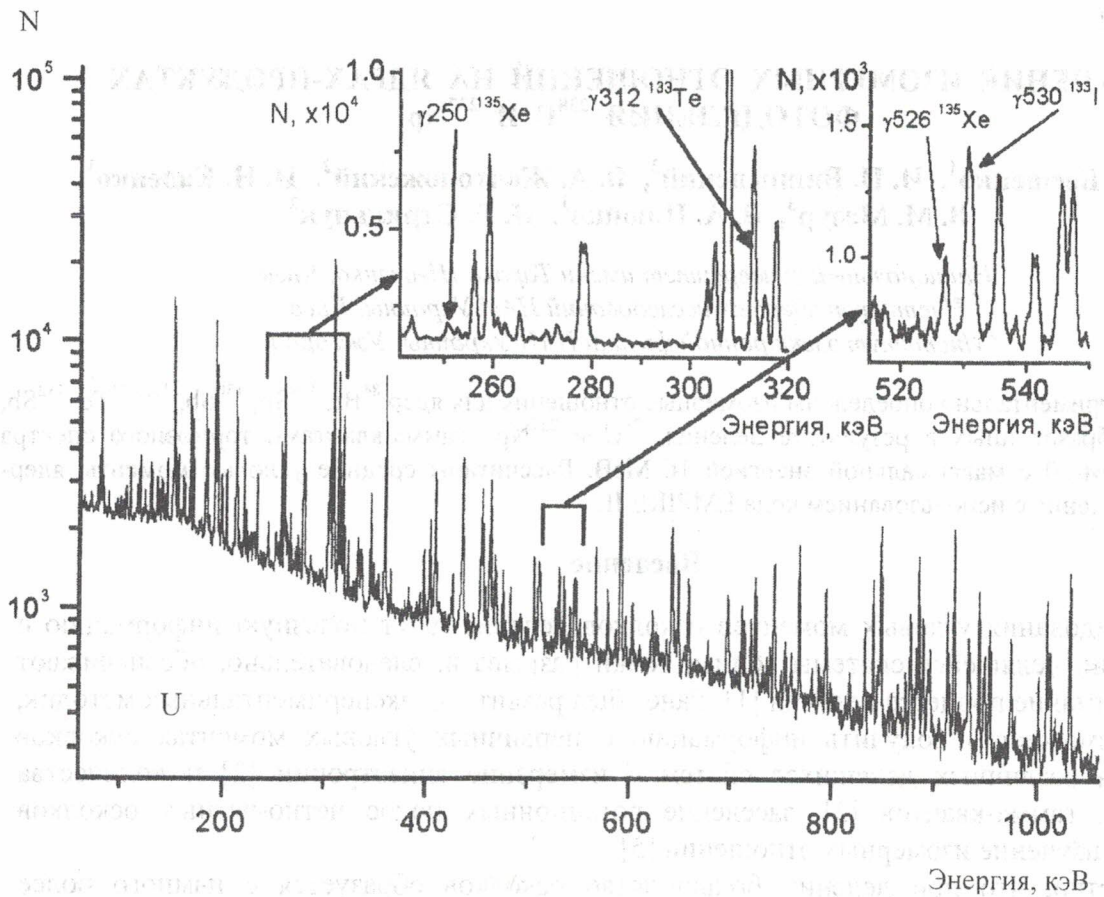


Рис. 1. Характерный гамма-спектр продуктов деления ^{238}U .

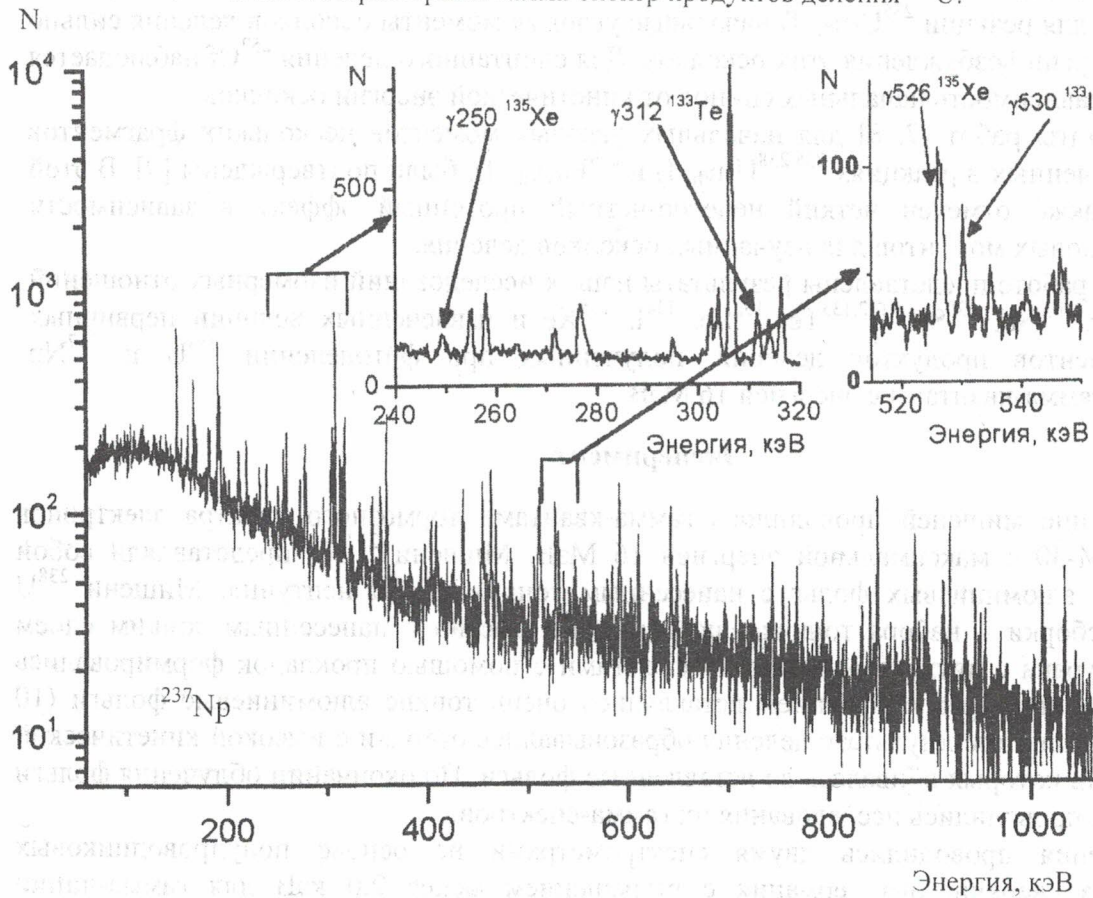


Рис. 2. Характерный гамма-спектр продуктов деления ^{237}Np .

10 мин в конце. Другой спектрометр работал в режиме двухмерного набора – с приходом каждого импульса с детектора фиксировались его амплитуда и время появления. Применение такой методики позволяет упростить анализ спектров и существенно повысить надежность принятия решения по сопоставлению гамма-линии радиоактивному изотопу. Для выбора оптимальных условий для разных периодов полураспада варьировались времена облучения и выдержки перед измерением.

На рис. 1 и 2 приведены примеры гамма-спектров продуктов деления ^{238}U и ^{237}Np соответственно и некоторые гамма-линии, использованные для определения изомерных отношений. Хорошо видно, что спектры достаточно сложные, состоящие из нескольких сотен линий. Для обработки таких спектров была разработана специальная программа Winspectrum, которая позволяет проводить обработку спектров в автоматическом и ручном режимах.

Экспериментальные значения изомерных отношений вычислялись с учетом вклада от бета-распада изобарных ядер в выходы исследуемых изотопов. Для этого для каждой цепочки были получены соответствующие системы дифференциальных уравнений. Решение систем было выполнено численно, детали приведены в [10].

Информация о гамма-переходах, которые использовались при расчетах величин σ_H/σ_L , их абсолютные выходы и характеристики ядер, которые необходимы для расчетов изомерных отношений, приведены на рис. 3 [11].

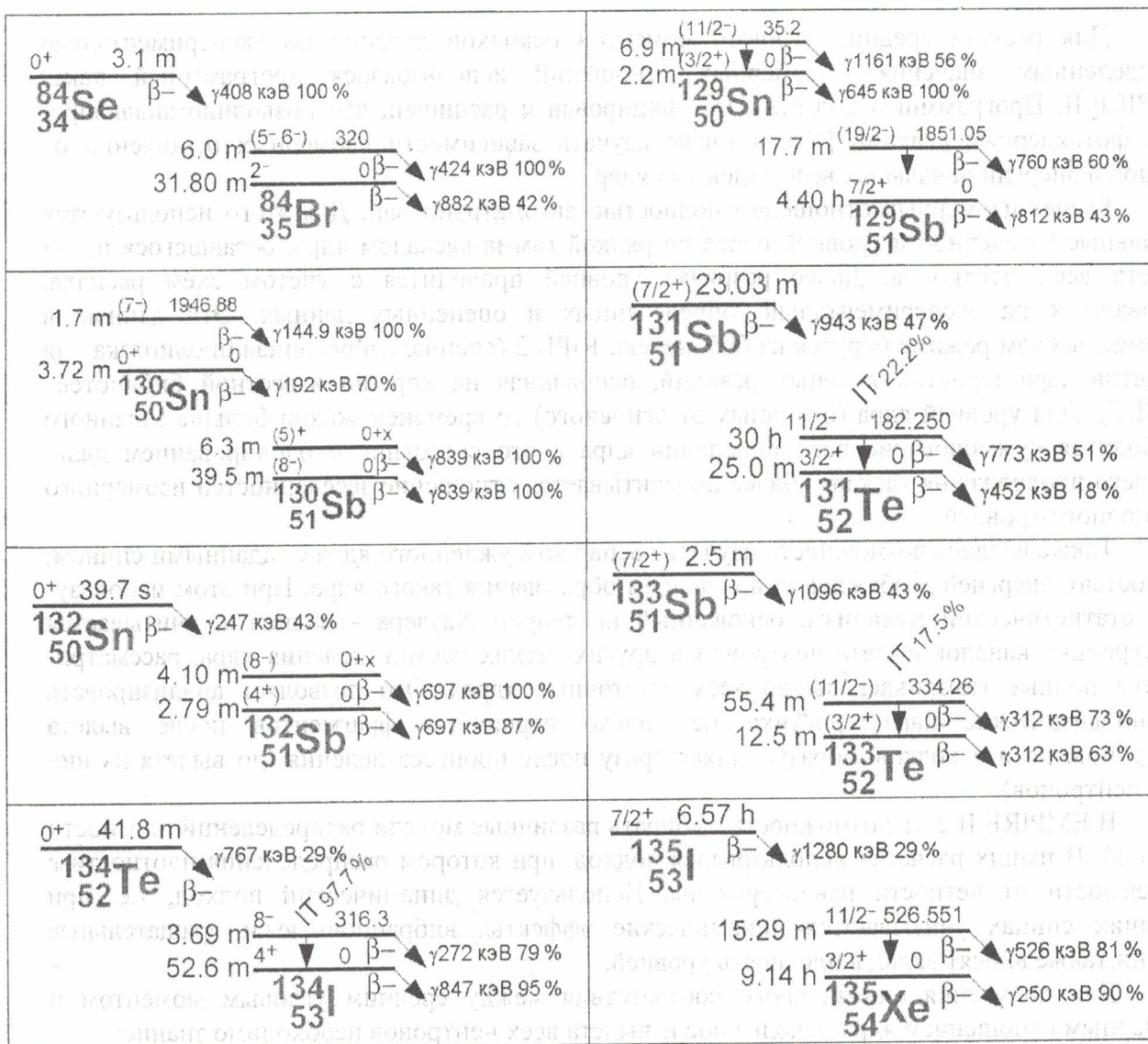


Рис. 3. Характеристики ядер, использованные для расчетов изомерных отношений.

Полученные экспериментальные значения изомерных отношений приведены в таблице.

Изомерные отношения и средние угловые моменты осколков фотоделения

Ядро-мишень	Изомер – продукт деления	Изомерное отношение σ_H/σ_L	Средний угловой момент $\langle J \rangle (\hbar)$
^{238}U	$^{84m,g}\text{Br}$	$\sigma(5^-)/\sigma(2^-) = 0,44 \pm 0,04$	$4,4 \pm 0,2$
^{238}U	$^{129m,g}\text{Sb}$	$\sigma(19/2^-)/\sigma(7/2^+) = 0,2 \pm 0,02$	$12,7 \pm 0,7$
^{238}U	$^{130m,g}\text{Sb}$	$\sigma(8^-)/\sigma(5^+) = 1,2 \pm 0,2$	$6,8 \pm 0,2$
^{238}U	$^{131m,g}\text{Te}$	$\sigma(11/2^-)/\sigma(3/2^+) = 1,38 \pm 0,21$	$5,2 \pm 0,4$
^{238}U	$^{132m,g}\text{Sb}$	$\sigma(8^-)/\sigma(4^+) = 0,79 \pm 0,13$	$7,4 \pm 0,4$
^{238}U	$^{133m,g}\text{Te}$	$\sigma(11/2^-)/\sigma(3/2^+) = 1,44 \pm 0,15$	$6,8 \pm 0,3$
^{238}U	$^{134m,g}\text{I}$	$\sigma(8^-)/\sigma(4^+) = 0,67 \pm 0,13$	$7,0 \pm 0,5$
^{238}U	$^{135m,g}\text{Xe}$	$\sigma(11/2^-)/\sigma(3/2^+) = 0,22 \pm 0,03$	$2,8 \pm 0,15$
^{237}Np	$^{134m,g}\text{I}$	$\sigma(8^-)/\sigma(4^+) = 2,4 \pm 0,2$	$11,0 \pm 0,4$
^{237}Np	$^{135m,g}\text{Xe}$	$\sigma(11/2^-)/\sigma(3/2^+) = 0,61 \pm 0,06$	$4,2 \pm 0,2$

Обсуждение

Для расчета средних угловых моментов осколков деления по экспериментально определенным значениям изомерных отношений использовался программный пакет EMPIRE II. Программный код был модифицирован и расширен, что позволило анализировать фотоядерные реакции [12], а также изучать зависимости изомерных отношений от спинов и энергий начальных возбужденных ядер.

Расчет изомерных отношений полностью автоматизирован. Для этого используются начальные заселенности уровней перед разрядкой гамма-каскадом ядра, оставшегося после вылета всех нейтронов. Далее разрядка уровней проводится с учетом схем распада, основанных на экспериментально определенных и оцененных данных. Эти данные в автоматическом режиме берутся из библиотеки RIPL-2 (специализированная библиотека для расчетов характеристик ядерных реакций, основанная на хорошо известной библиотеке ENSDF). Для уровней ядра (отличных от основного) со временем жизни больше заданного проводится суммирование всех попаданий ядра в это состояние с блокированием дальнейшего продолжения каскада. Далее подсчитывается отношение заселенностей изомерного и основного уровней.

Также введена возможность изучать распад возбужденного ядра с заданными спином, четностью, энергией возбуждения и сечением образования такого ядра. При этом используется статистический механизм, основанный на теории Хаузера - Фешбаха, учитывается конкуренция каналов вылета нейтронов и других легких частиц, деления ядра, рассматриваются полные гамма-каскады во всех остаточных ядрах. Это позволяет анализировать ядерно-физические характеристики не только первичных фрагментов после вылета нейтронов, но и осколков, образующихся сразу после процесса деления (до вылета из них всех нейтронов).

В EMPIRE II есть возможность выбирать различные модели распределений плотности уровней. В наших расчетах использовался подход, при котором распределения плотности в зависимости от четности равновероятны. Используется динамический подход, т.е. при больших спинах учитываются динамические эффекты, вибрационные и вращательные уровни также вносят вклад в плотность уровней.

Для получения однозначного соответствия между средним угловым моментом и изомерным отношением ядра-осколка после вылета всех нейтронов необходимо знание:

суммарной энергии возбуждения, передаваемой осколкам в процессе деления;

распределение этой энергии между осколками;
 распределение средних угловых моментов и относительный выход осколков, из которых в результате последующего вылета нейтронов образуется ядро-изомер, используемое для определения изомерного отношения.

При расчетах предполагалось, что:

суммарная энергия возбуждения распределяется между осколками пропорционально их массам; в качестве распределения средних угловых моментов J выбираем либо дельта-функцию (т.е. все ядра образуются с одним спином), либо зависимость

$$P(J) \sim (2J + 1) \cdot e^{-J(J+1)/B^2} [4], \text{ где } B - \text{параметр распределения};$$

предполагаем, что выход осколков с равным зарядом Z и количеством нейтронов, различающимися на единицу примерно одинаков;

распределения по спинам и средние угловые моменты для таких осколков тоже одинаковы (для ядер с нечетным количеством нуклонов спин больше на $1/2$).

Расчет суммарной энергии возбуждения $\langle E^* \rangle$ согласно [13] следующий:

$$\langle E^* \rangle = a \cdot T_m^2,$$

$$T_m = \frac{2}{3} \cdot \frac{\bar{\nu}_p}{a} + \left[\left(\frac{2}{3} \cdot \frac{\bar{\nu}_p}{a} \right)^2 + \frac{(\bar{\nu}_p \cdot \langle S_n \rangle + \langle E_{\gamma}^{tot} \rangle)}{a} \right]^{1/2},$$

$$a = \frac{A}{7} \text{ (1/МэВ)},$$

$$\langle S_n \rangle \approx \langle E_{\gamma}^{tot} \rangle \approx 7,4 \text{ МэВ}.$$

Значения $\bar{\nu}_p$ рассчитывались по формуле $\bar{\nu}_p = 1,862 + 0,123 \cdot E$ для ^{238}U [14].

В формулах: $\bar{\nu}_p$ - средняя множественность по нейтронам; T_m - температура ядра; $\langle S_n \rangle$ - средняя энергия отделения нейтрона для осколков деления; $\langle E_{\gamma}^{tot} \rangle$ - средняя общая энергия, уносимая мгновенными гамма-квантами; a - параметр плотности уровней ядра; E - энергия налетающих гамма-квантов.

Для делящегося ядра ^{238}U ($A = 238$) и осколков с массовым числом в районе 130 начальная энергия возбуждения осколка $\langle E_{fr}^* \rangle \approx 23$ МэВ для энергии налетающих гамма-квантов 16 МэВ и $\langle E_{fr}^* \rangle \approx 16$ МэВ для пороговой энергии налетающих гамма-квантов 6 МэВ.

Расчеты зависимости изомерного отношения от спина показывают слабую зависимость от энергии возбуждения $\langle E^* \rangle$.

Извлеченные значения среднего углового момента $\langle J \rangle$ приведены в таблице. Здесь σ_H - сечение заселения уровня с большим спином, σ_L - сечение заселения уровня с малым спином, $\langle J \rangle$ выражается в единицах \hbar .

Из данных, представленных в таблице, следует, что угловые моменты осколков деления с ростом A увеличиваются. Наблюдается также явный эффект для нечетного N_p . В среднем величины $\langle J \rangle$ для осколков при фотоделении ^{237}Np на $0,7 \hbar$ больше, чем для ^{238}U . В то же время $\langle J \rangle$ для легкого осколка ^{84}Br на $2 \hbar$ меньше, чем для тяжелых осколков. Отметим, что подобное поведение наблюдается и при (n, f)-реакции [10]. Это, вероятно, связано с тем, что тяжелый осколок La , образованный в том же акте деления, что и ^{84}Br , имеет большую деформацию и, следовательно, большую величину $\langle J \rangle$. С учетом сохранения момента в полной системе легкие осколки будут иметь меньший угловой момент.

Из полученных величин средних угловых моментов резко выпадает величина $\langle J \rangle$ для ^{135}Xe . Необходимо отметить, что измеренная величина σ_H/σ_L для этого ядра наиболее надежна, поскольку измерения проводились в двух режимах – со временами задержки (t_3) 1,5 и 200 мин с одной и той же мишенью. Из измерений с $t_3 = 200$ мин с высокой точностью было определено соотношение γ_{526} и γ_{1260} кэВ ^{135}I и по гамма-линиям из распада ^{133}I с точностью $< 2\%$ определена эффективность для γ_{249} кэВ ^{135}Xe . Затем эти данные использовались для измерения с $t_3 = 1,5$ мин. Расчет σ_m/σ_g для ^{135}Xe проводился в два этапа. Из экспозиции с $t_{\text{обл}} = 60$ мин была определена величина $\sigma^{135g}\text{Xe}/\sigma^{135l}$, а из экспозиции с $t_{\text{обл}} = 10$ мин была определена величина $\sigma^{135m}\text{Xe}/\sigma^{135l}$. Статистическая точность таких измерений составила 5%. Поэтому делаем вывод, что столь малые значения $\langle J \rangle$ для ^{135}Xe имеют физическую природу. В данном случае большую роль играет угловой момент легкого ядра – ^{108}Sr , а с учетом вылета нейтронов, вероятнее всего, образуется ^{102}Sr с $Z = 38$ и $N = 64$. Это ядро может иметь значительную деформацию, что приводит к большим величинам $\langle J \rangle$ и, следовательно, к малым средним угловым моментам для тяжелого осколка. Отметим, что в (n, f)-реакции [10] также наблюдалось резкое уменьшение σ_m/σ_g именно для ^{135}Xe .

Интересные результаты, на наш взгляд, получены для ^{129}Sb . Большая величина спина изомера ($19/2^-$) при столь низких энергиях возбуждения приводит к нестандартному поведению зависимости σ_m/σ_g от спина. На рис. 4 приведен результат расчетов с учетом вылета различного числа нейтронов.

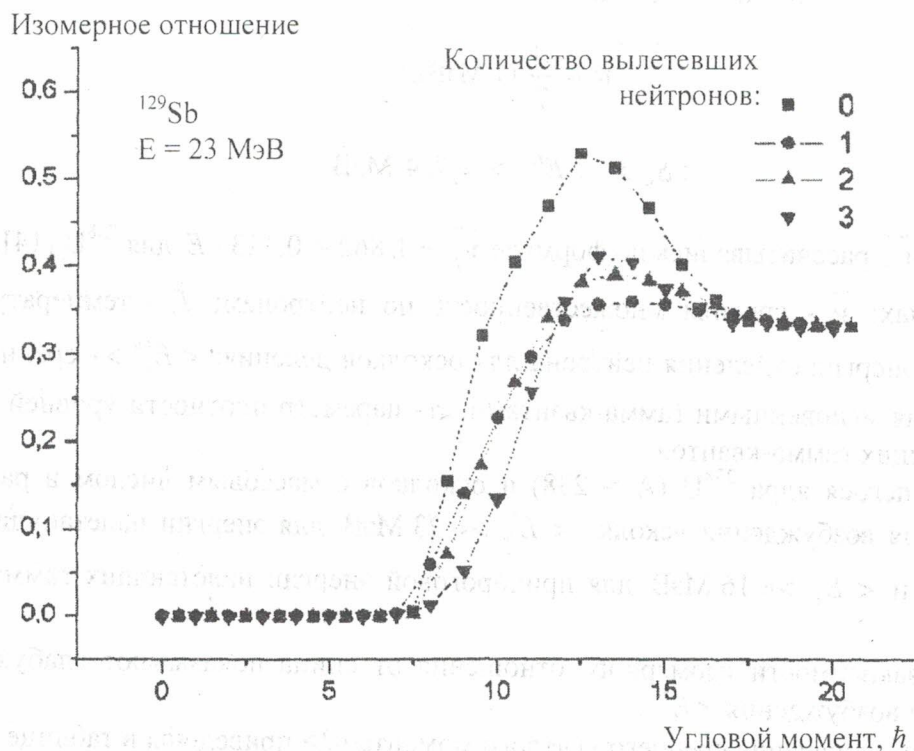


Рис. 4. Зависимость изомерного отношения от углового момента осколка ^{129}Sb .

Как видно, эта зависимость очень чувствительна к форме распределения осколков после деления. К сожалению, данные о схеме распада ^{129m}Sb противоречивы. В таблице данных [11] указывается основной гамма-переход с энергией 760 кэВ и выходом 85%. В то же время из схемы уровней следует, что γ_{760} кэВ является двойной линией, образованной каскадными гамма-переходами 760 и 758 кэВ. В первом варианте $\sigma_m/\sigma_g = 0,41 \pm 0,04$, во втором - $\sigma_m/\sigma_g = 0,20 \pm 0,02$. Наши расчеты указывают, что более вероятным является второй вариант. При этом $\langle J \rangle = 12,7 \pm 0,7, \hbar$.

Данная работа выполнена при поддержке гранта INTAS-2000-00463.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vandenbosch R., Huizenga J.R.* // Nuclear Fission. - NY.: Academic, 1973.
2. *Hoffman M.M.* // Phys. Rev. - 1964. - Vol. B714. - P. 133.
3. *Pleasanton F., Ferguson R.L., H.W. Schmitt* // Phys. Rev. - 1972 - Vol. C6. - P. 1023
4. *Wihelmy B., Cheifetz E., Jared R. et al.* // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C5. - P. 2041.
5. *Warhanek H., Vandenbosch R.* // J. Inorg. Nucl. Chem. - 1964. - Vol. 26 - P. 669.
6. *Nix J.R. Swiatecki W.J.* // Nucl. Phys. - 1965. - Vol. 71 - No. 1.
7. *Denschlag H.O., Braun H., Faubell W., et al.* // Proceeding of the International Symposium on the Physics and Chemistry of Fission. Julich, 1979. - Vol. II. - P. 53
8. *Bocquet P., Schussler F., Monmand E., Sistemich K.* // Ibid. - P. 179
9. *Fujiwara I., Imanishi N., Nishi T.* // J. Phys. Soc. Jap. - 1980. - Vol. 51. - P. 1713.
10. *Вишне夫斯基 И.Н., Денисов В.Ю., Желтоножский В.А. и др.* Средние угловые моменты фрагментов деления // Ядерная физика. - 1998. - Т. 61, № 9. - С. 1562.
11. *Table of Isotopes* // Ed. R.B. Firestone. - NY: J. Wiley and Sons, 1996.
12. *Бешейко О.А., Ермоленко Р.В., Каденко И.Н. и др.* Анализ фотоядерных реакций с применением кода Empire II // Тез. докл. на LIII Междунар. Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. - Санкт-Петербург, 2003. - С. 183.
13. *Madland D.G.* Theory of neutron emission in fission. // Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: - Proc. of the Workshop ICTP (Trieste, Italy, 23 Feb. - 27 March 1998). - Singapore: World Scientific, 1999.
14. *Caldwell J.T., Dowdy E.J., Alvarez R.A. et al.* Experimental Determination of Photofission Neutron Multiplicities for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U and ^{235}Th Using Monoenergetic Photons. // Nucl. Sci. Eng. - 1980. - Vol. 73. - P. 153.

**ВИВЧЕННЯ ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ НА ЯДРАХ-ПРОДУКТАХ
ФОТОПОДЛУ ^{238}U ТА ^{237}Np**

**О. А. Безшийко, І. М. Вишневський, В. О. Желтоножський, І. М. Каденко, В. М. Мазур,
В. А. Плюйко, М. В. Стрільчук**

Експериментально визначено ізомерні відношення для ядер ^{84}Br , ^{129}Sb , ^{130}Sb , $^{132,133}\text{Te}$, ^{132}Sb , ^{134}I , ^{135}Xe , що утворились у результаті поділу ^{238}U і ^{237}Np гамма-квантами гальмівного спектра мікротрона М-30 з максимальною енергією 16 МеВ. Розраховано середні кутові моменти ядер-продуктів поділу з використанням коду EMPIRE II.

ISOMERIC RATIO STUDY OF PHOTOFISSION FRAGMENTS OF ^{238}U AND ^{237}Np

**O. A. Bezshyyko, I. N. Vishnevsky, V. A. Zheltonozhsky, I. M. Kadenko, V. M. Mazur,
V. A. Plujko, N. V. Strilchuk**

Isomeric ratios for ^{84}Br , ^{129}Sb , ^{130}Sb , $^{132,133}\text{Te}$, ^{132}Sb , ^{134}I and ^{135}Xe nuclei produced in photofission reactions when ^{237}Np and ^{238}U were irradiated by Bremsstrahlung spectrum of M-30 Microtron with the maximal electron energy of 16 MeV have experimentally been obtained. Mean angular momenta of photofission products have been calculated using EMPIRE II code.

Поступила в редакцію 14.05.04,
после доработки – 21.07.04.