

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ^{109}Pd И ^{112}In В (γ, n) -РЕАКЦИЯХ

В. М. Мазур, З. М. Биган, Д. М. Симочко

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород

Проведено исследование зависимости изомерных отношений от максимальной энергии гамма-квантов в реакциях $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$ и $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ в интервале энергий тормозного излучения 9–18 МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. В исследуемой энергетической области впервые получены сечения заселения метастабильного состояния для ядер ^{109}Pd и ^{112}In в (γ, n) -реакциях. Полученные результаты сравниваются с результатами расчета в рамках каскадно-испарительной модели.

Investigation of isomeric ratios dependence on maximum bremsstrahlung gamma-quanta energy in $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$ and $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ reactions was carried out in the 9–18 MeV energy region with step $\Delta E = 0.5$ MeV. Experimental cross sections of metastable states population for ^{109}Pd and ^{112}In nucleus in (γ, n) reactions are first obtained. The experimental isomer ratios are compared with those calculated within the framework of the cascade-evaporation model.

PACS: 25.20.-x

Исследование фотоядерных реакций сыграло определяющую роль в формировании современных представлений о высоколежащих коллективных возбуждениях в ядрах типа гигантского дипольного резонанса (ГР). Однако в последнее время основное внимание экспериментаторов в значительной мере сосредоточено на исследовании распадных характеристик ГР, в том числе таких, в которых фиксируются определенные, выделенные состояния ядер-продуктов. К таким задачам примыкает и исследование процессов возбуждения изомерных состояний дочерних ядер, полученных в результате фотоядерных реакций. Мерой интенсивности заселения этих уровней служит изомерное отношение, которое характеризует вероятность заселения метастабильного состояния относительно заселения основного.

Целью данной работы является измерение зависимости изомерных отношений в реакциях $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$ и $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ от энергии гамма-квантов в интервале 9–18 МэВ, т. е. в области энергии гигантского дипольного резонанса, начиная от порога реакции (γ, n) . До настоящего времени имелось всего несколько работ, посвященных упомянутой задаче, однако измерения были выполнены всего в нескольких точках при более высокой энергии [1–3]. Полученные экспериментальные данные, особенно в районе порогов $(\gamma, n)^m$ -реакций B_n , позволяют судить о различных механизмах реакции, об изменении их относительного вклада по мере изменения энергии фотонов, о структуре уровней, через которые происходит заселение изомерного состояния.

Материнские ядра ^{110}Pd и ^{113}In довольно близки по своему строению. Число протонов в нечетно-четном ядре ^{113}In близко к магическому $Z = 50$, а число нейтронов принадлежит к возможно «новому» магическому числу $N = 64$ [4]. Спин-четность основного состояния ^{113}In определяется подболочкой $1g_{9/2}$, на которой находится 9 протонов. У четно-четного ядра ^{110}Pd число нейтронов также равно $N = 64$. Внешние нейтроны заполняют подболочку $2d_{5/2}$. Метастабильное состояние дочернего ядра ^{109}Pd является одноквазичастичным состоянием с $J^\pi = 11/2^-$ и определяется подболочкой $1h_{11/2}$.

Несколько более сложной является структура изомерной пары нечетно-нечетного ядра ^{112}In . Для этой пары спин-четность метастабильного состояния $J_m^\pi = 4^+$, а для основного состояния $J_g^\pi = 1^+$. Один неспаренный протон, который находится на подболочке $1g_{9/2}$, и нейтрон, например, на подболочке $3s_{1/2}$, по-видимому, и формируют изомерное состояние 4^+ . Чтобы сформировать основное состояние, нейтрон должен находиться на подболочке с большим спином ($J = 7/2$), чтобы вместе с протонной оболочкой ($J^\pi = 9/2^+$) сформировать состояние 1^+ . Все это делает реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$ и $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ интересными для совместного исследования.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение изомерных отношений выходов исследуемых образцов индия и палладия проводилось на выведенном электронном пучке микротрона М-30 отдела фотоядерных процессов Института электронной физики НАН Украины. Основные характеристики микротрона представлены в работе [5]. Изменение энергии ускоренных электронов осуществлялось двумя способами: изменением внутренних волноводных вставок, что приводило к изменению числа орбит ускоренных электронов и их энергии со значительным шагом $\Delta E = 2\text{--}3$ МэВ. А в этих пределах энергия изменялась плавно, с мелким шагом $0,2\text{--}0,5$ МэВ, путем изменения магнитного поля. Контроль ведущего магнитного поля микротрона осуществлялся методом ядерного магнитного резонанса. Неопределенность энергии ускоренных электронов не превышала 50 кэВ. На выходе ускоренный пучок контролировался монитором вторичной эмиссии. Ток ускоренных электронов составлял ≈ 5 мкА. Тормозная мишень представляла собой танталовую пластину.

В качестве мишеней использовались образцы металлического палладия и индия естественного изотопического состава массой 0,5–1 г. Измерения в области 9–18 МэВ проводились с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. С целью более точного определения порогов реакций $(\gamma, n)^m$ в районе 9–11 МэВ шаг измерений составил $\Delta E = 0,2$ МэВ.

Продукты реакций $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$ и $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ нестабильны. Идентификация заселения основного и изомерного состояний дочерних ядер осуществлялась по их гамма-излучению. Измерения проводились на гамма-спектрометре с Ge(Li)-детектором объемом 100 см^3 и разрешением 3,5 кэВ для линии 1332 кэВ ^{60}Co . На рис. 1 приведен участок аппаратного спектра от распада ядра ^{109}Pd (n — номер канала, N — количество отсчетов в канале). Энергия облучения составляла $E_{\gamma\text{max}} = 12$ МэВ, время облучения 10 мин, охлаждения 2 мин, измерения 10 мин.

Спектроскопические характеристики исследуемых ядер: спин-четность основного J_g^π и дочернего J_m^π состояний, энергия порога (γ, n) -реакции материнского ядра B_n , периоды полураспада $T_{1/2}$ основного и изомерного состояний, энергия изомерного уровня E_{iso} ,

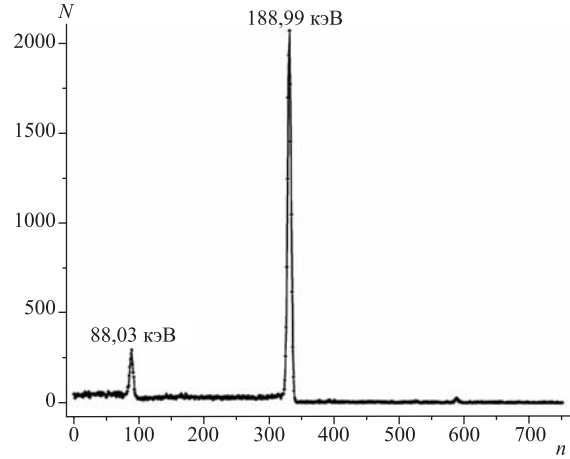


Рис. 1. Участок аппаратного спектра от распада ядра ^{109}Pd

энергия E_γ и интенсивность I гамма-переходов, ответственных за распад основного и изомерного состояний, брались из работ [6, 7] и представлены в таблице. Схема низколежащих уровней ядер ^{109}Pd и ^{112}In приведена на рис. 2.

Спектроскопические характеристики ядер

Ядро	J^π	$T_{1/2}$	E_γ , МэВ	B_n , МэВ	I , %	E_{iso} , МэВ
^{109g}Pd	$5/2^+$	13,7 ч	0,088	8,8	3,6	
^{109m}Pd	$11/2^-$	4,696 мин	0,188		56	0,1889
^{112g}In	1^+	14,97 мин	0,617	9,43	4,6	
^{112m}In	4^+	20,56 мин	0,156		13,2	0,156

В настоящем эксперименте для реакции $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ непосредственно определялись изомерные отношения выходов Y_m/Y_g путем определения площадей фотопиков гамма-линий, ответственных за распад ядер в изомерном и основном состояниях (здесь Y_m, Y_g — соответственно выходы заселения изомерного и основного состояний). Вклад от интерферирующих линий исключался.

Для ^{112}In расчет изомерного отношения выходов производился по формуле

$$d(E_{\gamma \text{ max}}) = \frac{Y_m}{Y_n} = \left\{ \frac{1/\lambda_m f_m(t)}{1/\lambda_g f_g(t)} \left(\frac{\xi_m \kappa_m \alpha_g N_g}{\xi_g \kappa_g \alpha_m N_m} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right\}^{-1}, \quad (1)$$

где λ_m, λ_g — постоянные распада метастабильного и основного состояний; N_g, N_m — количество импульсов, зарегистрированных под фотопиками полного поглощения гамма-квантов от распада соответствующих состояний изомерной пары; p — коэффициент ветвления;

$$f_{m,g} = [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_{\text{irr}})] \exp(-\lambda_{m,g} t_{\text{cool}}) [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_{\text{meas}})],$$

где t_{irr} , t_{cool} , t_{meas} — время облучения, охлаждения и измерения; $\xi_{m,g}$, $\kappa_{m,g}$, $\alpha_{m,g}$ — коэффициенты самопоглощения, фотоэффективности регистрации соответствующих гамма-линий и их квантовые выходы [8]. Вводились поправки на нестабильность пучка и просчеты регистрирующей аппаратуры.

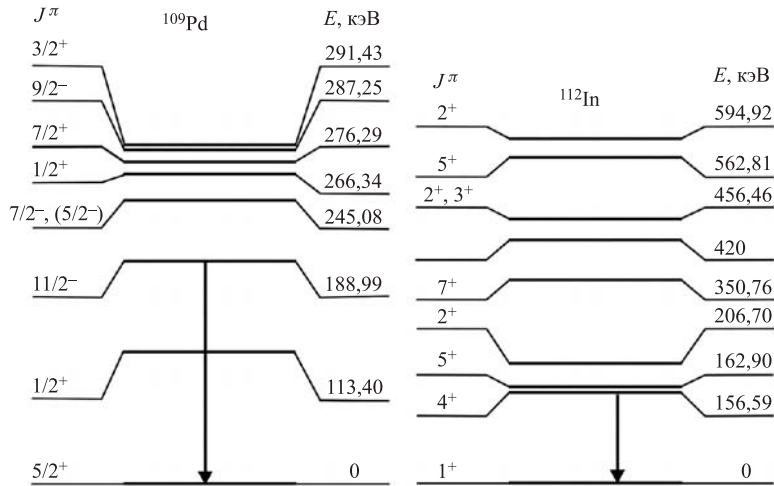


Рис. 2. Схема низколежащих уровней для ядер ^{109}Pd и ^{112}In

Несколько иной была процедура измерения для ^{109}Pd . Поскольку периоды полураспада изомерного $T_{1/2}^m$ и основного $T_{1/2}^g$ состояний ядра ^{109}Pd значительно различаются, то измерялись независимые выходы Y_m и Y_{g+m} . После облучения и набора дозы образец доставлялся в блок измерения и измерялся выход Y_m . Затем образец охлаждался 30 мин. За это время изомерное состояние полностью распадалось на основное. После этого измерялся распад основного состояния, которым определялся полный выход (γ, n) -реакции Y_n , равный сумме выходов заселения изомерного и основного состояний $Y_n = Y_m + Y_g$, что позволяло определить изомерное отношение $\eta = Y_m/Y_n = Y_m/(Y_m + Y_g) = \frac{1}{1 + 1/d}$, где $d = Y_m/Y_g$. Среднеквадратичные погрешности определения изомерных отношений составляли $\approx 8\%$ и определялись неопределенностью измерения выходов Y_m , Y_g .

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные экспериментальные зависимости отношения выходов η от максимальной энергии $E_{\gamma \text{ max}}$ гамма-квантов тормозного излучения для реакций $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$ и $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ показаны на рис. 3 точками. Как видно из рисунка, несмотря на близость природы изучаемых материнских ядер, функции зависимости изомерных отношений от энергии падающих фотонов $\eta(E_{\gamma \text{ max}})$ совершенно различны. Для ^{109}Pd эта функция быстро возрастает от порога реакции $(\gamma, n)^m$ и в области 17–18 МэВ выходит на насыщение. Для ^{112}In изомерное отношение максимально в области 10 МэВ, с ростом энергии падает и в районе выше 16 МэВ выходит на плато. Такое поведение $\eta(E_{\gamma \text{ max}})$ обусловлено структурой низколежащих уровней ^{109}Pd и ^{112}In .

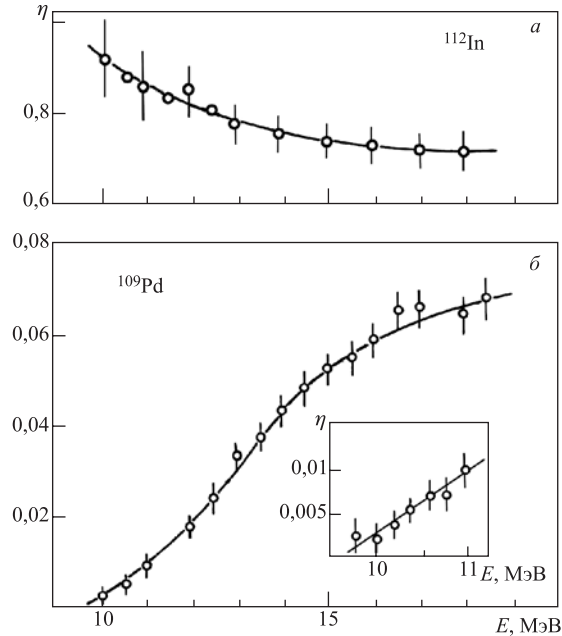


Рис. 3. Экспериментальные изомерные отношения для ядер ^{112}In (а) и ^{109}Pd (б), полученные в (γ, n) -реакциях

Сплошными линиями на рис. 3 обозначены результаты аппроксимации экспериментальных зависимостей изомерных отношений от энергии $\eta(E_{\gamma \text{ max}})$ кривыми Больцмана $\eta = A + (B - A) / \left[1 + \exp \frac{E - E_0}{\Delta E_1} \right]$, где A , B , E_0 , ΔE_1 — параметры. Аппроксимация проводилась методом наименьших квадратов. При этом получены следующие значения параметров: для ядра ^{109}Pd $A = 0,69 \pm 0,001$, $B = -0,007 \pm 0,0003$, $E_0 = (13,01 \pm 0,15)$ МэВ, $\Delta E_1 = (1,53 \pm 0,14)$ МэВ; для ядра ^{112}In $A = 0,714 \pm 0,012$, $B = -1,016 \pm 0,124$, $E_0 = (11,19 \pm 1,40)$ МэВ, $\Delta E_1 = (1,71 \pm 0,64)$ МэВ.

Экспериментальный эффективный порог реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$ составляет $(9,6 \pm 0,15)$ МэВ, что на 0,8 МэВ выше порога реакции (γ, n) и на 0,6 МэВ выше расчетного порога возбуждения изомерного состояния $E_{\text{cal}} = B_n + E_{\text{iso}}$, где E_{iso} — энергия изомерного уровня.

Для ^{112}In эффективный порог реакции $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$, видимо, совпадает с расчетным порогом возбуждения метастабильного уровня.

Рассмотрение схемы низколежащих уровней ядра ^{109}Pd [7] показывает, что первым состоянием, которое могло бы служить активационным уровнем для изомерного состояния $J^\pi = 11/2^-$, является уровень с энергией $E = 287,2$ кэВ и $J^\pi = 9/2^-$, девозбуждение которого посредством $M1$ -переходов с вероятностью 100% заселяет изомер. Однако при низких энергиях нейтронов этого не происходит. Для заселения уровня с $J^\pi = 9/2$ нейтроны должны уносить момент, равный как минимум $l = 3$. Расчеты по оптической модели [9] показывают, что такие нейтроны могут появиться в количестве 1–2% при энергиях, превышающих порог $(\gamma, n)^m$ -реакции на 0,7 МэВ. А если принять

во внимание, что распадается состояние гигантского дипольного резонанса с $J^\pi = 1^-$, то с сохранением четности заселение уровня с $J^\pi = 9/2^-$ может осуществиться только нейтроном с $l = 4$ и более. Это естественным образом исключает возможность прямого заселения уровня с $E = 287$ кэВ при низких энергиях. Скорее всего в качестве активационных состояний могут выступать уровни с $E = 604,5$ кэВ и $J^\pi = 5/2^-$ и $E = 941,1$ кэВ и $J^\pi = 3/2^-$. Первый из них посредством $E2$ -переходов с вероятностью 2,6% заселяет уровень с $E = 287$ кэВ и $J^\pi = 9/2^-$, второй с вероятностью 100% посредством $M1 + E2$ -переходов заселяет уровень с $E = 604,5$ кэВ. Рассмотренная схема в пределах ошибок объясняет наличие довольно высокого эффективного порога возбуждения метастабильного состояния $J^\pi = 11/2^-$ ядра ^{109}Pd . С другой стороны, это служит указанием на существенную роль статистического механизма при заселении изомера.

Поскольку спин-четность основного состояния ^{113}In $J^\pi = 9/2^+$, а состояния гигантского дипольного резонанса формируются состояниями с $J^\pi = 11/2^-$, $J^\pi = 9/2^-$ и $J^\pi = 7/2^-$, имеются все условия для заселения изомерного состояния $J^\pi = 4^+$, как только энергия падающих фотонов достигнет пороговой энергии $E_{\text{th}} = B_n + E_{\text{iso}}$.

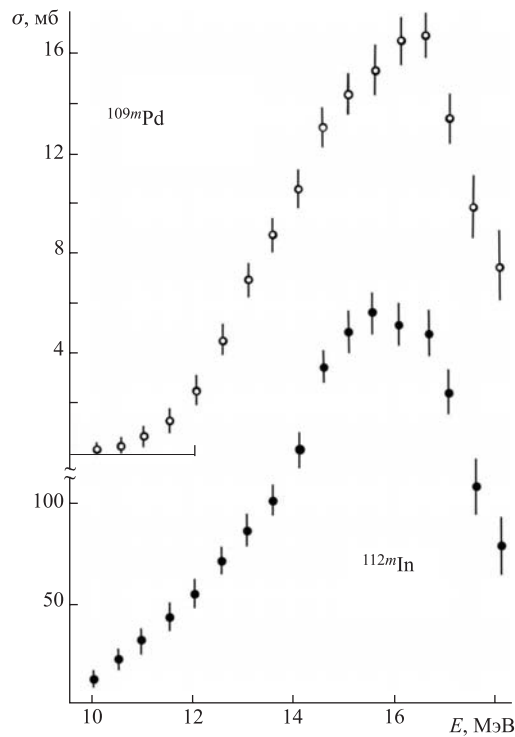


Рис. 4. Сечения возбуждения метастабильного состояния ядер ^{109}Pd и ^{112}In

Полученные экспериментальные изомерные отношения выходов η позволяют с использованием известных полных сечений (γ, n) -реакций [10] рассчитать сечения возбуждения изомерных состояний σ_m в исследуемых реакциях $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{Pd}$ и $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112}\text{In}$. Расчет велся методом обратной матрицы [11]. При этом использовалась процедура сглаживания кривых выходов. Полученные сечения заселения метастабиль-

ных состояний ^{109}Pd и ^{112}In приведены на рис. 4. Сечения имеют одностороннюю форму с максимумами при энергии приблизительно 16,5 и 15,5 МэВ соответственно. При этом максимум сечения реакции $(\gamma, n)^m$ для ^{112}In совпадает с максимумом сечения реакции (γ, n) . В то же время для палладия он несколько сдвинут в сторону больших энергий.

Полученные сечения σ_m позволяют оценить экспериментальные изомерные отношения сечений $R = \sigma_m/\sigma_n = \sigma_m/\sigma_m + \sigma_g$. Таким образом, для ядер ^{109}Pd и ^{112}In при энергии $E = 16$ МэВ получены отношения сечений, равные соответственно $0,081 \pm 0,01$ и $0,77 \pm 0,1$. Определение изомерного отношения R проведено в области максимумов сечения σ_m , где относительные ошибки ΔR минимальны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами проведены теоретические расчеты изомерных отношений. Расчет велся по каскадно-испарительной модели в рамках теории ферми-газа [12, 13], что устанавливает нижний энергетический предел применимости данного подхода $E\gamma = 15\text{--}16$ МэВ. При этом допускалось, что поглощается дипольный гамма-квант, после чего из составного ядра со спин-четностью (J_c, π_c) вылетает нейтрон с энергией ϵ_n и угловым моментом l_n , а ядро переходит в состояние (J_f, π_f) , возбуждение которого снимается каскадом гамма-квантов. Плотность ядерных состояний рассчитывалась по формуле [14, 15]

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}a^{1/4}U^{5/4}\sigma^3} \exp\left(2\sqrt{aU} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right),$$

где σ — параметр ограничения по спину; a — параметр плотности уровней; U — энергия возбуждения, под которой понимается эффективная энергия [16].

Приведенная вероятность P испускания компаунд-ядром нейтрона с моментом l и энергией ϵ_n и переход его при этом в состояние (J_f, π_f) рассчитывались по формуле

$$P(J_c, \pi_c; J_f, \pi_f) = \beta \rho(J_f) \sum_{S=|J_f-s|}^{J_f+s} \sum_{L=|J_c-S|}^{J_c+S} T_l(\epsilon) \omega_l(\pi_c, \pi_f),$$

где β — константа; s — спин вылетающего нейтрона; $T_l(\epsilon)$ — коэффициент проницаемости барьера [9]; $\omega_l(\pi_c, \pi_f) = [1 + (-1)^l \pi_c \pi_f]/2$ — коэффициент, учитывающий четность состояний. Более подробно процедура расчетов приведена в работах [12, 13].

Расчет велся без свободных параметров и с фиксацией параметров ограничения спинов σ . Количественного согласия для области энергий 15–18 МэВ удастся достичь при фиксации $\sigma = 2$ для реакции $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ и $\sigma = 2,75$ для реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов А. Г. и др. // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 585.
2. Hoang Duc Luc et al. // Bulg. J. of Phys. 1987. V. 14. P. 152.
3. Бохинюк В. С., Соколюк И. В. // УФЖ. 1999. Т. 44, № 3. С. 308.

4. Морозов В. А. // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1988. № 7[33]. С. 54.
5. Капица С. П., Мелехин В. Н. Микротрон. М.: Наука, 1969.
6. Browne E., Firestone R. B. Table of Radioactive Isotopes. N. Y.: Wiley, 1986.
7. Bachot J. // Nucl. Data Sheets. 2006. V. 107. P. 355.
8. Vänška R., Rieppo R. // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 179, No. 3. P. 525.
9. Марчук Г. М., Колесов В. Е. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1970.
10. Varlatov A. V. et al. Atlas of Giant Dipole Resonances. IAEA INDC(NDS)-394. Vienna, 1999.
11. Богданкевич О. В., Николаев Ф. А. Работа с пучком тормозного излучения. М.: Атомиздат, 1964.
12. Арифов Л. Я. и др. // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 1028.
13. Биган З. М., Мазур В. М., Торич З. З. Препринт КИЯИ-84-10. Киев, 1984.
14. Vete H. // Phys. Rev. 1936. V. 50. P. 332.
15. Малышев А. В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М.: Атомиздат, 1969.
16. Ставинский В. С. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3. С. 832.

Получено 27 апреля 2007 г.