

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д. В.
СКОБЕЛЬЦЫНА ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ “МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М. В.
ЛОМОНОСОВА”

Орлин Вадим Николаевич

МНОЖЕСТВЕННЫЕ ФОТОНУКЛОННЫЕ РЕАКЦИИ В СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ ПОРОГА РОЖДЕНИЯ МЕЗОНОВ

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2012

Согласно предположению Бора, ядерные реакции на средних и тяжелых ядрах могут быть приближенно разбиты на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции. Таким образом, чтобы описать различные фотонуклонные реакции, возникающие при поглощении ядром фотона с энергией E_γ , необходимо: 1) вычислить сечение фотопоглощения $\sigma(E_\gamma)$ и 2) рассмотреть возможные процессы эмиссии нуклонов при данной энергии возбуждения ядра-мишени.

В диссертации для решения этих задач используется комбинированная модель фотонуклонных реакций (КМФР), которая включает в себя: 1) Полумикроскопическую модель колебаний (ПМК), 2) Квазидейтронную модель фотопоглощения (КДМ), 3) Экситонную модель (ЭМ) и 4) Испарительную модель (ИМ).

1. Полумикроскопическая модель колебаний

В области низких энергий ($E_\gamma < 40$ МэВ) в результате взаимодействия ядра с электромагнитным излучением формируются электрические гигантские резонансы (ГР), представляющие собой когерентную смесь одночастично-однодырочных (1p1h) возбуждений. Самым мощным из них является изовекторный гигантский дипольный резонанс (ИВГДР) с $E \sim 13\text{--}20$ МэВ. Он в значительной мере определяет свойства фотоядерных реакций при низких энергиях.

Помимо ИВГДР, как показывает изучение угловых распределений фотонуклонов (*I.I. Dushkov et al., Phys. Lett. V. 10, 310 (1964)*; *T. Murakami et al., Phys. Rev. C 35, 479 (1987)*) и сечений реакций (γ, p) (*J.H. Carver et al., Phys. Rev. V. 127, 2198 (1962)*), в области $E \sim 25\text{--}35$ МэВ необходимо также учитывать влияние изовекторного гигантского квадрупольного резонанса ИВГКР и первого обертона ИВГДР (ИВГДР2).

В длиноволновом приближении интегральное сечение электрического изовекторного поглощения мультипольности $J = L, S = 0, T = 1, T_z = 0$ и $\pi = (-1)^L$ для достаточно узкого резонанса $|\alpha\rangle$ можно представить в виде (*И. Айзенберг, Б. Грайнер, Механизмы возбуждения ядра. М.: Атомиздат, 1973*)

$$\sigma(EL, \alpha) = \frac{2\pi^3 e^2}{(\hbar c)^{2L-1}} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} E^{2L-1} \sum_M |\langle \alpha, M | F_{LM10}(E) | 0 \rangle|^2, \quad (1)$$

где индуцированное вибрационное поле $F_{LM10}(E)$ есть сферическая ($\mu=0$)-компонента изовекторного момента

$$F_{LM1\mu}(E) = \sum_{i=1}^A \left[2t_\mu \left(1 - \frac{k^2 r^2}{2(2L+3)} + \dots \right) r^L Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}}) \right]_i, \quad (2)$$

E — энергия резонанса, $k = E/(\hbar c)$ — переданный ядру импульс.

1.1. ИВГДР, ИВГКР

Основные моды изовекторных EL -колебаний обусловлены пробным оператором $F_{LM1\mu} = F_{LM1\mu}(0)$, являющимся первым членом разложения оператора $F_{LM1\mu}(E)$.

В ПМК для описания вырожденных по M колебаний в сферическом ядре используется простой вибратонный гамильтониан с сепарабельными мультиполь-мультипольными силами (*A. Bohr, Ben R. Mottelson, Nuclear Structure, V. 2, N.Y., Amsterdam, 1974*):

$$H_L = \sum_{\mu} \varepsilon_{L,\mu} c_{L,\mu}^{\dagger} c_{L,\mu} + \frac{1}{2} \varkappa_L \sum_{\mu} F_{L01\mu}^{\dagger} F_{L01\mu}, \quad (3)$$

где $c_{L,\mu}^{\dagger}$ — квазибозонный оператор рождения начального возбуждения с угловым моментом $LM = 0$ и изоспином $\tau = 1, \mu = 0, \pm 1$, отвечающий группе вырожденных одночастичных переходов с заполненных (β) на свободные уровни (α) осцилляторного потенциала с энергией перехода

$$\varepsilon_{L,\mu} = L\hbar\omega + \mu \left(V_1 \frac{N-Z}{A} - E \right) \quad (4)$$

($\hbar\omega = 41A^{-1/3}$ МэВ — энергия кванта одночастичного осцилляторного поля, $V_1 \sim 100$ МэВ — потенциал симметрии ядра и E — кулоновская энергия ядра).

Диагонализируя гамильтониан (3), можно вычислить **энергию и вероятность возбуждения** изовекторного EL -фоторезонанса, **полное интегральное** сечение резонанса (см. (1)), которое надо еще умножить на фактор $(1 + \alpha)$, $\alpha \sim 0.3$, чтобы учесть влияние зарядово-обменных эффектов, а также его **изоспиновое расщепление**.

Константа взаимодействия \varkappa_L связана с потенциалом симметрии V_1 формулой

$$\varkappa_L = \pi V_1 / (A \langle r^{2L} \rangle). \quad (5)$$

Чтобы получить реалистические значения резонансных энергий основных изовекторных EL -резонансов и их обертонов, величина V_1 нормировалась по экспериментальным данным для энергии ИВГДР, которые аппроксимировались с помощью гидродинамического соотношения, учитывающего размытость поверхности ядра:

$$E \approx 86 \sqrt{(1 + \pi^2 \xi^2) / (1 + 10\pi^2 \xi^2 / 3 + 7\pi^4 \xi^4 / 3)} A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad (6)$$

где $\xi = a/R_0$, $a \approx 0.55$ Фм и $R_0 \approx 1.07A^{-1/3}$ Фм.

1.2. Обертон ИВГДР

Вторичный резонанс ИВГДР2 обусловлен $3\hbar\omega$ -одночастичными переходами, вызываемыми членом пропорциональным $r^3 Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}})$ в вибрационном поле $F_{1M10}(E)$ (см. (2)). Этот член, однако, приводит и к низкоэнергичным $1\hbar\omega$ -возбуждениям. Чтобы отделить высокоэнергичные колебания от низкоэнергичных, используем в качестве пробного поля (*М. Л. Горелик, М. Г. Урин, ЯФ 69, 1300 (2006)*)

$$\mathcal{F}_{1M10}(\eta) = \sum_{i=1}^A (\tau_z(\eta - r^2) r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}))_i, \quad (7)$$

где константу η выберем так, чтобы сумма осцилляторных сил, отвечающих нижнему резонансу, была минимальна.

В сферическом ядре колебания с $M = 0$, исчерпывающие $1/3$ суммы осцилляторных сил, могут быть приближенно описаны с помощью гамильтониана

$$H = \hbar\omega c_1^\dagger c_1 + 3\hbar\omega c_2^\dagger c_2 + \frac{1}{2} \varkappa(\eta) \mathcal{F}_{1010}(\eta) \mathcal{F}_{1010}^\dagger(\eta), \quad (8)$$

где c_k^\dagger — квазибозонные операторы рождения входных состояния $c_k^\dagger |0\rangle$ ($k = 1, 2$) для низкоэнергичных и высокоэнергичных переходов и

$$\varkappa(\eta) = \frac{\pi V_1}{A [\eta^2 \langle r^2 \rangle - 2\eta \langle r^4 \rangle + \langle r^6 \rangle]}, \quad (9)$$

— константа мультиполь-мультипольного взаимодействия.

Диагонализируя гамильтониан (8) найдем энергии и амплитуды вероятности для нормальных мод колебаний $\hat{c}_k^\dagger |0\rangle$, $k = 1, 2$. ИВГДР2 отвечает такому выбору параметра η , при котором практически вся сила $\mathcal{F}_{1M10}(\eta)$ -переходов сосредоточивается во верхнем резонансе $|\rangle = \hat{c}_2^\dagger |0\rangle$. Для ядра ^{208}Pb это достигается при значении $\eta = 51.6$ Фм². При этом энергия $E = 32.5$ МэВ. Подставляя полученное состояние $|\rangle$ в формулу (1) найдем, учитывая второй член разложения оператора $F_{1M10}(E)$ (см. (2)), интегральное сечение ИВГДР2.

1.3. Ширины ГР

Ширина ИВГДР оценивалась с помощью полуэмпирической кривой, аппроксимирующей экспериментальные данные:

$$\Gamma \approx 0.0293 [1 - 3\xi(1 + \pi^2\xi^2/3)/(1 + \pi^2\xi^2)] / (1 + \pi^2\xi^2)E^2, \text{ МэВ}, \quad (10)$$

где $\xi \equiv a/R_0$, $a \approx 0.55 \text{ Фм}$ и $R_0 \approx 1.07A^{-1/3} \text{ Фм}$.

Ширины остальных ГР определялись с помощью экситонной модели.

Таблица. Энергии, интегральные сечения (нормированные на интегральное сечение ИВГДР) и ширины ИВГКР и ИВГДР2 для ряда ядер с одной или двумя замкнутыми оболочками (для ИВГДР2 указаны использованные в расчете значения параметра η).

Ядро	ИВГКР			ИВГДР2			
	E , МэВ	σ , отн. ед.	Γ , МэВ	E , МэВ	σ , отн. ед.	Γ , МэВ	η , Фм^2
^{58}Ni	31.9	0.060	9.4	45.1	0.023	15.2	22.9
^{90}Zr	28.6	0.063	8.0	40.5	0.021	12.8	29.8
^{116}Sn	26.7	0.065	7.4	38.2	0.022	11.7	35.1
^{144}Sm	25.2	0.067	6.8	36.0	0.025	10.7	40.6
^{208}Pb	22.6	0.069	6.1	32.5	0.024	9.2	51.6

1.4. Деформационное расщепление электрических изовекторных ГР

В модели двухкомпонентной ядерной жидкости изовекторные колебания трактуются как вибрации возмущения разности плотностей нейтронной и протонной жидкостей $\rho_1(\mathbf{r}) = \delta(\rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r}))$, удовлетворяющие волновому уравнению

$$\nabla^2 \rho_1 + k^2 \rho_1 = 0, \quad \left. \frac{\partial \rho_1}{\partial n} \right| = 0, \quad (11)$$

где $k = E/(\hbar u)$ — волновое число, E — энергия, $u \approx \sqrt{V_1/(2m)}$ — скорость распространения поляризационных колебаний в ядре и $\left. \frac{\partial \rho_1}{\partial n} \right|$ — производная от ρ_1 по направлению нормали к ядерной поверхности.

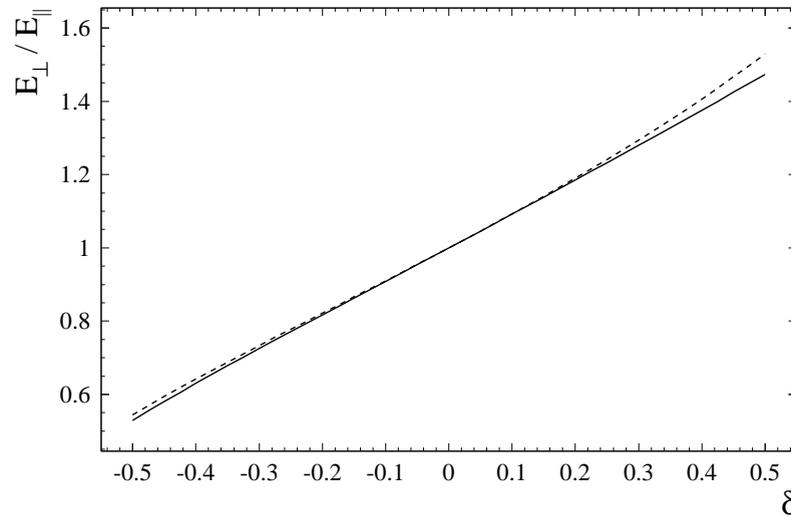
При умеренных отклонениях от сферической симметрии решения этого уравнения $\rho_1'(\mathbf{r})$ можно рассматривать как возмущения решений $\rho_1(\mathbf{r}) = j_L(k_{nL}r)Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}})$ для сферического ядра (k_{nL} — собственные значения волнового вектора для данного значения орбитального момента L).

В аксиально-симметричном ядре (с осью симметрии z) решения, отвечающие разным значениям квантового числа $M \equiv L_z$ будут расщепляться по энергии $E'_{nLM} = u \hbar k'_{nLM}$, где u — скорость распространения поляризационных колебаний.

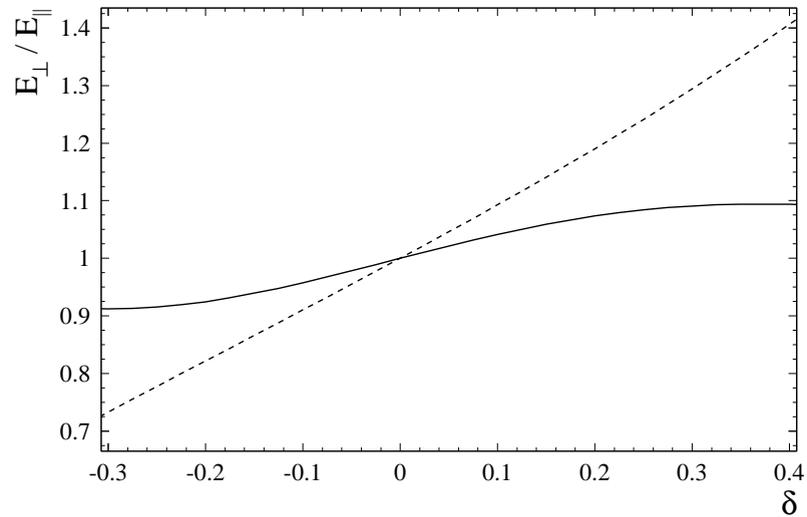
Используя интегральную теорему Грина, можно показать, что при $|\delta| \lesssim 0.5$

$$k_{nLM}^2 \int_{r < R(\theta)} |\rho_1|^2 dV \approx \int_{r < R(\theta)} |\nabla \rho_1|^2 dV. \quad (12)$$

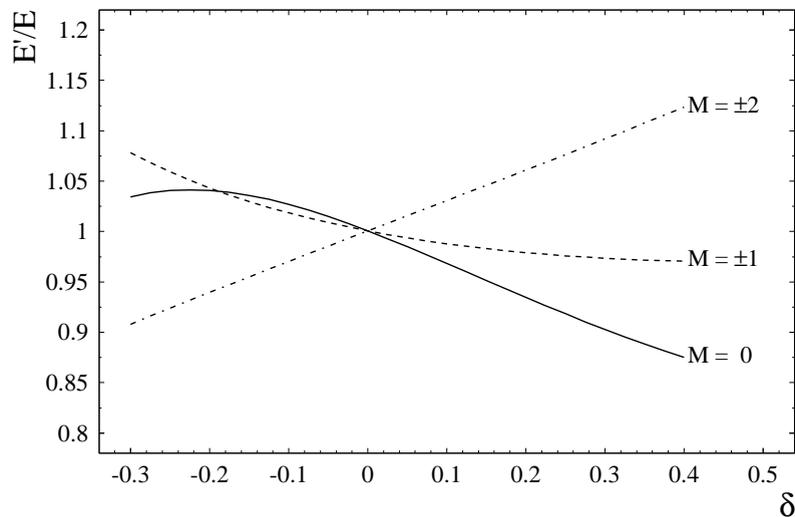
где $R(\theta)$ — функция, описывающая поверхность сфероида.



Отношение энергий поперечной и продольной мод колебания ИВГДР для разных значений параметра квадрупольной деформации ядра δ . Сплошная кривая — расчет по формуле (12), штриховая кривая — результат Даноса-Окомато.



Отношение энергий поперечных и продольных дипольных колебаний для ИВГДР2 (сплошная кривая) и ИВГДР (штриховая кривая) как функция параметра деформации δ .



Зависимость отношения энергии изовекторных квадрупольных колебаний в сфероидальном ядре (E') к энергии таких колебаний в сферическом ядре (E) от величины параметра деформации δ для разных значений проекции M орбитального момента L .

2. Оценка квадрупольной деформации атомных ядер с помощью сфероидального оптического потенциала

Форма ядерной поверхности оказывает существенное влияние на структуру гигантских резонансов. При ее микроскопическом описании обычно используют один из двух подходов: либо проводят вычисления среднего самосогласованного поля типа Скирма–Хартри–Фока, либо вводят некоторый модельный анизотропный оболочечный потенциал и находят равновесную деформацию ядра, минимизируя сумму одночастичных энергий нуклонов E .

В настоящей работе при конструировании такого потенциала за основу была выбрана реальная часть глобального сферического оптического потенциала из работы “*J. Rapaport, Phys. Rep. 87, 25 (1982)*”, экстраполированного к средней энергии нуклона на поверхности Ферми $\bar{\varepsilon} \approx -8$ МэВ:

$$\text{Re}[V(r, \bar{\varepsilon})] = -U_1(\bar{\varepsilon})f_1(r) + 4U_2 \frac{1}{r} \frac{df_2(r)}{dr} \mathbf{1} \cdot \mathbf{s} + V(r), \quad (13)$$

где

$$f_i(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R_i)/a_i]} \quad (14)$$

— радиальные формфакторы Вудса–Саксона для ядерного и спин-орбитального взаимодействий ($R_i = r_i A^{1/3}$, $i = 1, 2$), V — кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы радиуса R ; $U_1(\bar{\varepsilon})$, U_2 , r_1 , r_2 , a_1 , a_2 , R — параметры глобальной оптической модели Рапапорта.

Если толщина диффузного слоя ядерной поверхности мала по сравнению с радиусом ядра, то трансформацию глобального сферического потенциала (13) к глобальному сфероидальному потенциалу можно совершить, заменяя сферический кулоновский потенциал $V(r)$ на потенциал $V(r, \theta)$ и изотропные формфакторы $f_i(r) = \{1 + \exp[(r - R_i)/a_i]\}^{-1}$ на анизотропные формфакторы

$$\hat{f}_i(r, \theta) = \{1 + \exp[(r - \hat{R}_i(\theta))/\hat{a}_i(\theta)]\}^{-1} \quad (15)$$

с соблюдением условий сохранения объема деформируемого потенциала и постоянства его градиента на ядерной поверхности:

$$(\text{grad } \hat{f}_i)_{r=\hat{R}_i(\theta)}^2 = (\text{grad } f_i)_{r=R_i}^2 = \frac{1}{16a_i^2}. \quad (16)$$

Вычисление одночастичных состояний для сфероидального потенциала конечной глубины представляет, вообще говоря, сложную математическую проблему. Однако при вычислении равновесной деформации ядра требуются только заполненные (в основном состоянии) одночастичные орбитали. Это — связанные состояния, поэтому их можно аппроксимировать конечным набором связанных ортонормированных функций.

Мы использовали при диагонализации сфероидального глобального гамильтониана усеченный осцилляторный базис функций Нильссона (*S.G. Nilsson, K. Dan. Mat.-Fys. Medd. Vid. Selsk.* **29**, N. 16). Максимальное осцилляторное число N_0 , при котором обрывался базис, определялось условием $N_0 = N + 6$, где N — осцилляторное число валентной оболочки ядра.

Равновесная деформация ядра δ определялась по минимуму функции

$$E(\delta) = \sum_{i=1}^A \varepsilon_i(\delta), \quad (17)$$

где $\varepsilon_i(\delta)$ — вычисленные энергии одночастичных состояний в сфероидальном потенциале.

Данная процедура игнорирует влияние на форму ядра спаривательных (и других) остаточных сил. Чтобы учесть в какой-то мере этот эффект, суммирование в (17) производилось так, чтобы воспроизводились экспериментальные значения четности π и спина J ядра (предполагалось, что в основном состоянии спин J равен своей проекции на ось симметрии ядра $K = \sum_{i=1}^A \Omega_i$)

Таблица. Квадрупольная деформация ядер

Ядро	E , МэВ	J^π	Q , Φ_{M^2}	dQ , Φ_{M^2}	Оценки параметра δ	
					по Q	данная работа
^{11}B	0.00	$3/2^-$	4.07	0.03	0.498	0.276
^{21}Ne	0.00	$3/2^+$	10.30	0.80	0.463	0.431
^{23}Na	0.00	$3/2^+$	10.40	0.40	0.407	0.429
^{24}Mg	1.37	2^+	-17.30	1.10	0.425	0.429
^{25}Mg	0.00	$5/2^+$	19.94	0.20	0.384	0.376
^{26}Mg	1.81	2^+	-14.00	4.30	0.331	0.401
^{27}Al	0.00	$5/2^+$	14.50	0.50	0.249	0.201
^{28}Si	1.78	2^+	16.70	1.20	-0.326	-0.346
^{32}S	2.23	2^+	-14.80	2.10	0.237	0.202
^{33}S	0.00	$3/2^+$	-7.40	1.40	-0.167	-0.118
^{36}Ar	1.97	2^+	11.00	6.00	-0.148	-0.161
^{44}Ca	1.16	2^+	-14.00	7.00	0.153	0.117
^{46}Ti	0.89	2^+	-21.00	6.00	0.204	0.240
^{50}V	0.00	6^+	21.00	4.00	0.085	0.162
^{54}Cr	0.83	2^+	-21.00	8.00	0.172	0.235
^{55}Mn	0.00	$5/2^-$	32.00	2.00	0.199	0.233
^{56}Fe	0.85	2^+	-21.00	8.00	0.156	0.201
^{59}Co	0.00	$7/2^-$	39.50	3.00	0.168	0.191
^{70}Zn	1.35	2^+	-24.00	3.00	0.137	0.059
^{75}As	0.00	$3/2^-$	30.70	5.00	0.220	0.141
^{74}Se	0.64	2^+	-36.00	7.00	0.176	0.069

Таблица. Квадрупольная деформация ядер (продолжение)

Ядро	E , МэВ	J^π	Q , ФМ ²	dQ , ФМ ²	Оценки параметра δ	
					по Q	данная работа
⁸¹ Kr	0.00	7/2 ⁺	64.00	7.00	0.173	0.115
⁸⁵ Sr	0.00	9/2 ⁺	28.90	2.90	0.062	0.071
⁹¹ Zr	0.00	5/2 ⁺	-20.60	1.00	-0.061	-0.021
¹⁰⁸ Pd	0.43	2 ⁺	-55.00	15.00	0.160	0.149
¹⁰⁹ Sn	0.00	5/2 ⁺	31.00	10.00	0.066	0.107
¹²³ Sb	0.00	7/2 ⁺	-49.00	5.00	-0.072	-0.055
¹³⁵ Xe	0.00	3/2 ⁺	21.40	0.70	0.065	0.092
¹³⁷ Xe	0.00	7/2 ⁻	-49.01	1.70	-0.064	-0.061
¹⁴⁴ Nd	0.70	2 ⁺	-22.00	9.00	0.041	0.105
¹⁴⁶ Nd	0.45	2 ⁺	-78.00	9.00	0.142	0.141
¹⁴⁹ Nd	0.00	5/2 ⁻	130.00	30.00	0.187	0.189
¹⁵⁰ Nd	0.13	2 ⁺	-200.00	50.00	0.359	0.225
¹⁵⁹ Eu	0.00	5/2 ⁺	266.00	30.00	0.350	0.298
¹⁶⁰ Gd	0.08	2 ⁺	-208.00	4.00	0.335	0.296
¹⁶⁵ Ho	0.00	7/2 ⁻	339.00	34.00	0.313	0.299
¹⁶⁵ Er	0.00	5/2 ⁻	271.00	3.00	0.322	0.295
¹⁸² Ta	0.00	3 ⁻	260.00	30.00	0.231	0.221
¹⁸⁶ W	0.12	2 ⁺	-160.00	30.00	0.202	0.181
¹⁸⁵ Pt	0.00	9/2 ⁺	385.00	50.00	0.242	0.253
²²⁹ Ra	0.00	5/2 ⁺	310.00	20.00	0.229	0.178
²³⁵ U	0.00	7/2 ⁻	457.00	161.00	0.243	0.246
²⁴¹ Am	0.00	5/2 ⁻	380.00	120.00	0.251	0.252

3. Квазидейтронная модель фотопоглощения

При $E_\gamma \gtrsim 40$ МэВ начинает доминировать механизм квазидейтронного (КД) фотопоглощения. Модель этого процесса вначале была разработана Левинджером (*J.S. Levinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951)*), а потом усовершенствованна Лаже (*J. M. Laget, Lecture Notes in Physics, Vol. 137, edited by H. Arenhovel and A. M. Saruis (Springer-Verlag, Berlin, 1981), p. 148.*), который предложил вместо полного сечения фоторасщепления дейтрона использовать только его мезон-обменную часть, и в работе Чадвика (*M.B. Chadwick et al., Phys. Rev. C 44, 814 (1991)*), который в рамках модели ферми-газа учел влияние блокинг-эффекта Паули на возбуждение коррелированной протон-нейтронной пары внутри ядра. Оба эти подхода приводят к хорошему согласию с экспериментальными данными в энергетической области от 40 до 140 МэВ.

В КМФР используется аппроксимация Чадвика.

4. Экситонная и испарительная модели

Процесс испускания фотонуклонов из средних и тяжелых ядер можно приблизительно разбить на две стадии: предравновесную и испарительную.

На предравновесной стадии основную роль играют процессы диссипации энергии возбуждения ядра за счет рождения все новых и новых частично-дырочных пар и эмиссии нуклонов из промежуточных m -экситонных состояний. В конечном счете вероятности рождения и аннигиляции пар уравниваются и либо в исходном, либо в одном из остаточных ядер устанавливается тепловое равновесие, после чего начинается процесс испарения нуклонов, который может быть описан в рамках испарительной модели.

Предравновесная эмиссия нуклонов сходит на нет задолго до установления равновесия поэтому при ее описании мы будем пренебрегать обратными ($m \rightarrow m - 2$) переходами, связанными с аннигиляцией частично-дырочных пар.

Вследствие эмиссии нуклонов экситонные состояния образуются в различных ядрах. Введем числа dp , dn , указывающие сколько предравновесных протонов и нейтронов вылетело из ядра-мишени $\{Z, N\}$ до того, как возникло m -экситонное состояние с энергией возбуждения U . И обозначим через $P(U; dp, dn, m)$ — плотность вероятности образования такого состояния. Ее можно вычислить с помощью рекуррентного соотношения

$$P(U; dp, dn, m) = \hbar \sum_{\substack{m'=m_0 \\ \Delta m'=2}}^m \sum_{k=p,n} D(U; dp, dn, m', m) \times \\ \times \int_{U+B_k(dp_k, dn_k)}^{U+B_k(dp_k, dn_k)} \frac{P(U_k; dp_k, dn_k, m'+1) \lambda_k(\varepsilon_k, U_k; dp_k, dn_k, m'+1) dU_k}{\Gamma^\uparrow(U_k; dp_k, dn_k, m'+1) + \Gamma^\downarrow(U_k; dp_k, dn_k, m'+1)}, \quad (18)$$

где $dp_k \equiv dp - \delta_{kp}$, $dn_k \equiv dn - \delta_{kn}$, $B_k(dp_k, dn_k)$ — энергия отделения нуклона типа k (протона или нейтрона) от ядра $\{Z - dp_k, N - dn_k\}$;

$$\lambda_k(\varepsilon, E; dp, dn, m) = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma_k(\varepsilon; dp, dn) \frac{\omega(U; dp + \delta_{kp}, dn + \delta_{kn}, m-1)}{\omega(E; dp, dn, m)} \quad (19)$$

— плотность вероятности распада в единицу времени m -экситонного состояния с испусканием нуклона с кинетической энергией ε .

тической энергией $\varepsilon = E - U - B_k(dp, dn)$;

$$\Gamma^\uparrow(E; dp, dn, m) = \hbar^{-1} \sum_{k=n,p} \int_0^{E-B_k(dp, dn)} \lambda_k(\varepsilon, E; dp, dn, m) d\varepsilon \quad (20)$$

— полная эмиссионная ширина распада m -экситонного состояния;

$$\Gamma^\downarrow(E; dp, dn, m) = 2\pi M^2 \omega_+(E; dp, dn, m) \quad (21)$$

— спредовая ширина этого состояния;

$$D(U; dp, dn, m', m) = \prod_{\substack{n=m' \\ \Delta n=2}}^{m-2} \frac{\Gamma^\downarrow(U; dp, dn, n)}{\Gamma^\uparrow(U; dp, dn, n) + \Gamma^\downarrow(U; dp, dn, n)} \quad \text{при } m' \leq m-2 \quad (22)$$

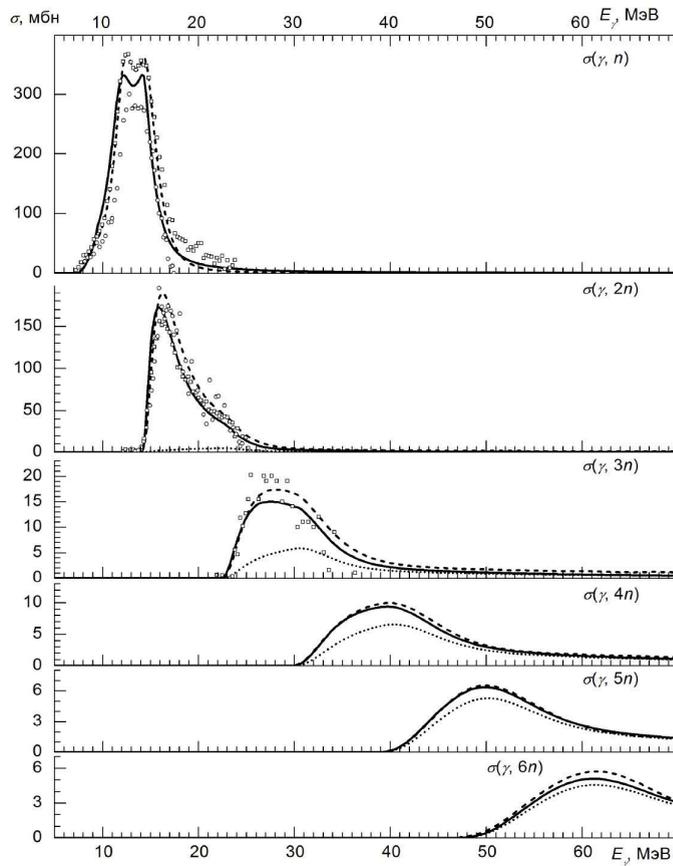
— вероятность того, что цепочка внутриядерных переходов нуклонной системы, начавшаяся с m' -экситонного состояния продлится до m -экситонной стадии.

Плотности $\omega(E; dp, dn, m)$, $\omega_+(E; dp, dn, m)$, используемые в экситонной модели вычислялись в рамках модели ферми-газа. Такой выбор плотностей позволяет учесть влияние энергетической зависимости плотностей одночастичных и однодырочных состояний на динамику развития предравновесного каскада. Основные параметры экситонной модели, после нормировки ферми-газовых плотностей $\omega_+(E; dp, dn, 4)$ в точке $E_\gamma = 40$ МэВ, были взяты из кода GNASH.

Испарительные процессы рассматривались в рамках модели Вайскопфа–Эвина с плотностями уровней $w(E; dp, dn)$, даваемыми композиционной формулой Гильберта и Камерона (*A. Gilbert, A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43, 1446 (1965)*), сводящейся при малых энергиях возбуждения ядра к формуле для постоянной ядерной температуры и при больших энергиях возбуждения к ферми-газовой функции.

функции $\mathcal{P}(U; dp, dn)$, описывающие плотность вероятности достижения равновесного состояния в ядре $\{Z - dp, N - dn\}$ при энергии U , могут быть найдены с помощью рекуррентного соотношения, аналогичного соотношению (18).

Используя функции $P(U; dp, dn, m)$ и $\mathcal{P}(U; dp, dn)$ можно рассчитать такие характеристики фоторасщепления ядра, как фотонуклонные реакции с испусканием произвольного числа нуклонов и проинтегрированные по углу энергетические спектры фотонуклонов, а также разделить вклады, обусловленные предравновесными и испарительными процессами.

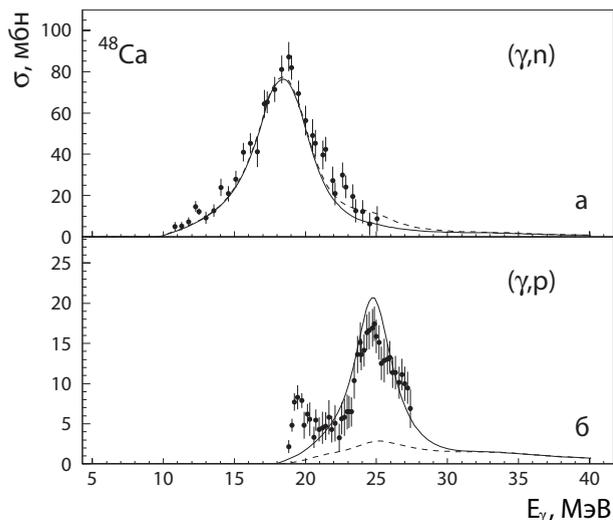


Сечения фотонуклонных реакций на ядре ^{181}Ta . Эксперимент: *J.T. Bramblett et al., Phys. Rev.* **129**, 2723 (1963); *R. Bergere et al., Nuc. Phys. A* **121**, 463 (1968). Расчет: штриховая кривая — вычисления по программе TALYS, сплошная — вычисления в рамках КМФР, точечная — квазидейтронная компонента сечения (КМФР).

4.1. Учет изоспиновых эффектов в экситонной и испарительной моделях

Изоспиновые эффекты могут быть учтены путем модификации для нейтронного $T_{>}$ -канала реакции плотностей экситонных ($\omega(U; dp, dn, m)$) и полных ($w(U; dp, dn)$) состояний конечного ядра, с помощью замены $U \rightarrow U - \Delta_T$ где $\Delta_T(dp, dn)$ — энергия возбуждения первого уровня с изоспином на единицу больше, чем изоспин основного состояния в ядре $\{Z - dp, N - dn\}$.

Данные замены позволяют учесть уменьшение плотностей $T_{>}$ -состояний по сравнению с полными плотностями за счет их энергетического сдвига вверх на величину $\sim \Delta_T(dp, dn)$. Заметим, что в формуле (19) надо изменить только плотность $\omega(U; dp, dn + 1, m - 1)$, так как для нейтронного $T_{>}$ -канала реакции плотности $\omega(E; dp, dn, m)$ и сечение $\sigma_n(\varepsilon; dp, dn)$ уменьшаются в одинаковой мере.



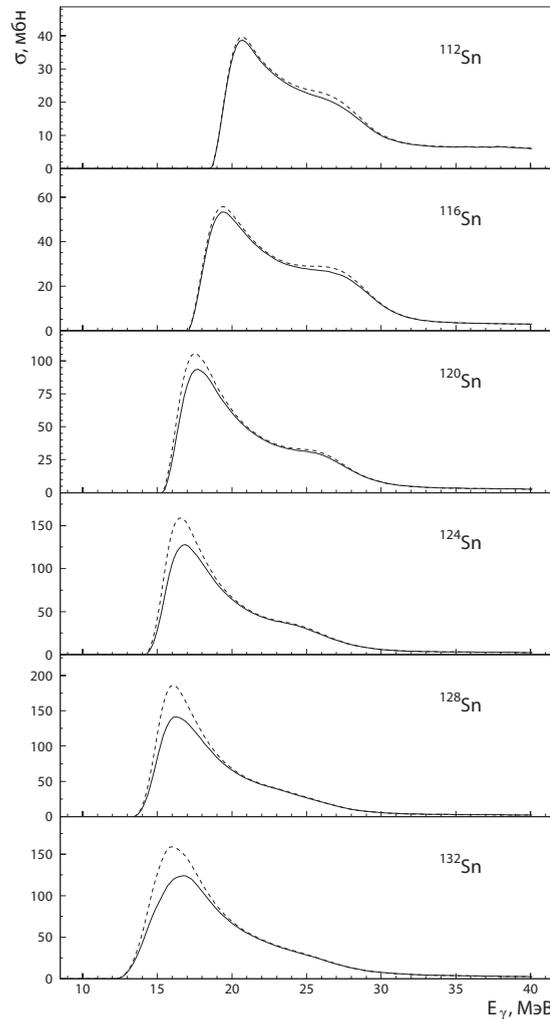
Расчет сечений реакций (γ, n) и (γ, p) для ядра ^{48}Ca с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) поправок на изоспиновые эффекты. Эксперимент: *G.J. O'Keefe et al., Nucl. Phys. A* **469**, 239 (1987).

4.2. Учет коллективных свойств входных дипольных состояний

Коллективные дипольные состояния сильно взаимодействуют с вибрациями ядерной поверхности, в результате чего они распадаются в основном на коллективные $2p2h$ -состояния типа “дипольный фонон + поверхностный квадрупольный фонон”. Это приводит к тому, что в начальных внутриядерных переходах максимальная энергия рассеиваемой частицы или дырки уменьшается (по сравнению с E) на величину коллективного дипольного сдвига Δ , что вызывает уменьшение спредовой ширины дипольного состояния (см. формулу (21)). Учитывая, что степень коллективизации входного $1p1h$ -состояния постепенно падает по мере удаления от максимума резонанса, примерно, как $R(E) = \sigma(E)/\sigma(E)$, получим следующую оценку для спредовой ширины входного $1p1h$ -состояния

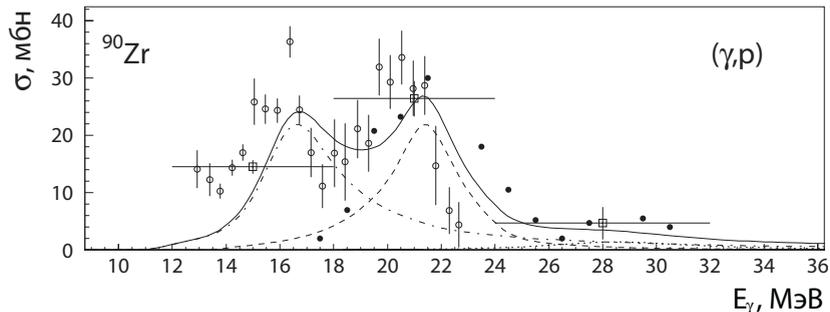
$$\Gamma^\downarrow(E; 0, 0, 2) = 2\pi M^2 \omega_+(E - R(E)\Delta; 0, 0, 2). \quad (23)$$

Коллективизация входных $1p1h$ -состояний существенно снижает выход многочастичных фотонуклонных реакций в области ИВГДР для ядер далеких от полосы β -стабильности.

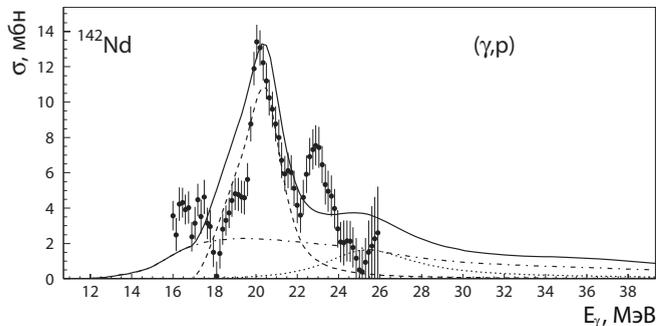


Влияние коллективных эффектов на результаты расчета сечения реакции $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n+p)$ для изотопов олова с $A = 112, 116, 120, 124, 128, 132$. Сплошная кривая — расчет с учетом коллективных эффектов, штриховая — без учета этих эффектов.

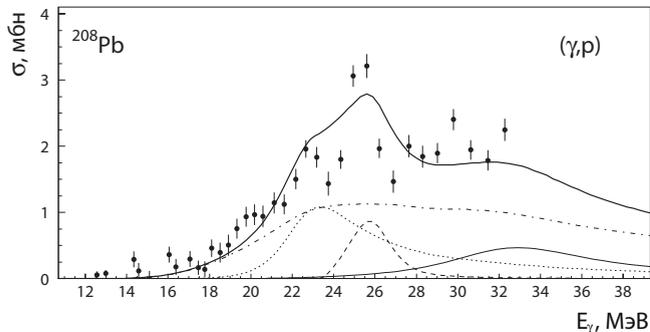
5. Применение к описанию фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах



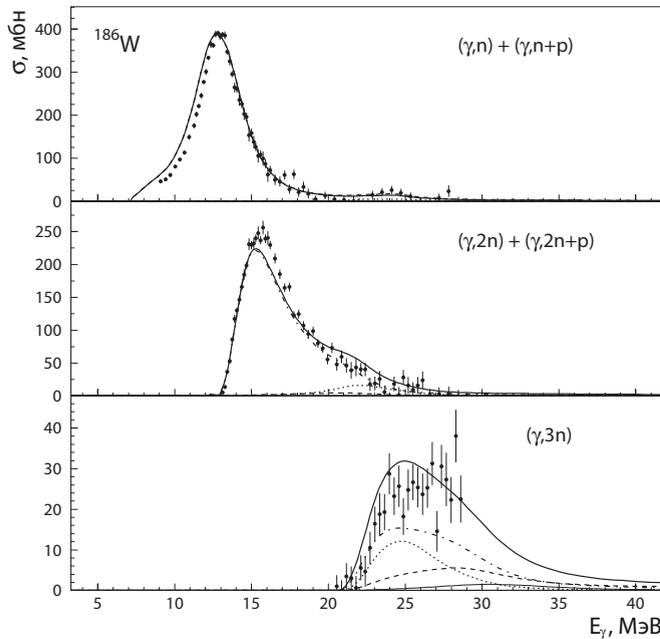
Сечение реакции (γ, p) на ядре ^{90}Zr . Эксперимент: светлые кружки (*D. Brajnik et al., Phys. Rev. C* **13**, 1852 (1976)), темные кружки (*И.И. Душков и др., Изв. АН СССР* **29**, 213 (1965)), квадратики с горизонтальными ошибками (*W.R. Dodge et al., Phys. Rev. C* **32**, 781 (1985)). Теория: сплошная кривая — полное сечение, штрихпунктирная — вклад $T_{<}$ -компоненты ГДР и штриховая — вклад $T_{>}$ -компоненты ГДР, точечная — вклад ИВГКР.



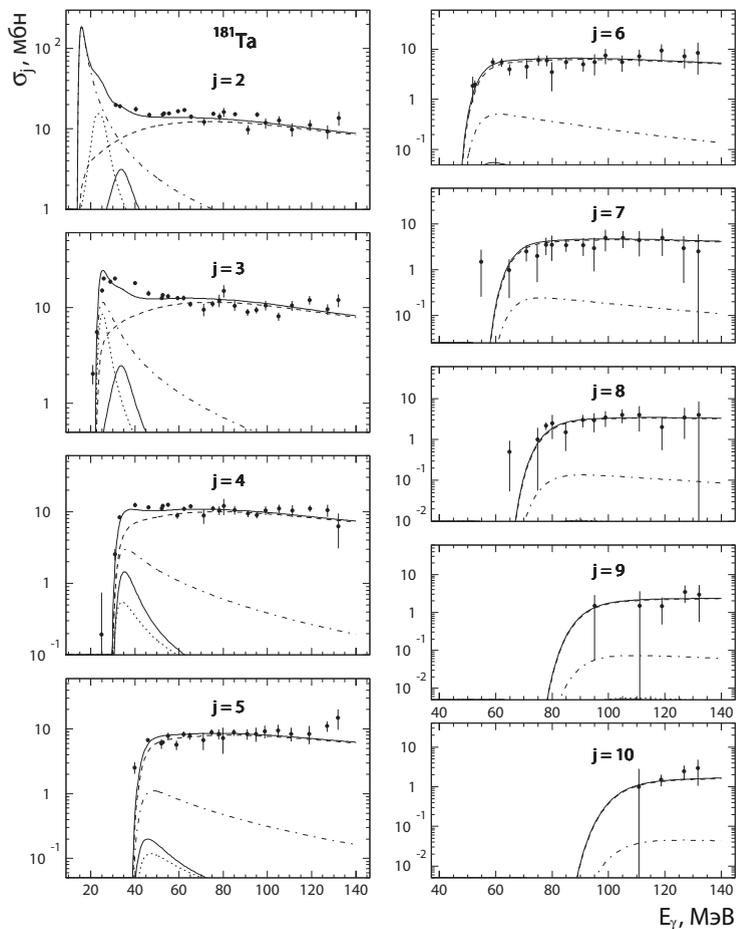
Сечение реакции (γ, p) на ядре ^{142}Nd . Эксперимент: *Ю.И. Сорокин и др., ЯФ* **14**, 1118 (1971). Теория: сплошная кривая — полное сечение, штрихпунктирная — вклад $T_{<}$ -компоненты ГДР и штриховая — вклад $T_{>}$ -компоненты ГДР, точечная — вклад ИВГКР.



Сечение реакции (γ, p) для ядра ^{208}Pb . Эксперимент (A. Lepretre et al., Nucl. Phys. A **367**, 237 (1981)). Теория: толстая сплошная кривая — полное сечение; тонкие кривые, штрихпунктирная — вклад $T_{<}$ -компоненты ИВГДР, штриховая — вклад $T_{>}$ -компоненты ИВГДР, точечная — вклад ИВГКР и сплошная — вклад ИВГДР2.

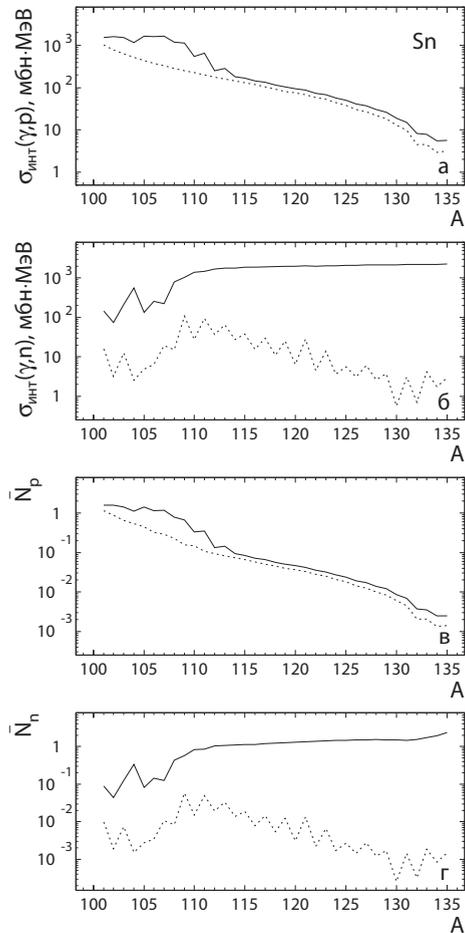


Сечения фотонейтронных реакций для ядра ^{186}W . Эксперимент (B.L. Berman et al., *Phys. Rev.* **185**, 1576 (1969)). Теория: толстая сплошная кривая — полное сечение, штриховая — вклад квазидейтронной компоненты реакции, штрихпунктирная — вклад ИВГДР, точечная — вклад ИВГКР, тонкая сплошная — вклад обертон ИВГДР.

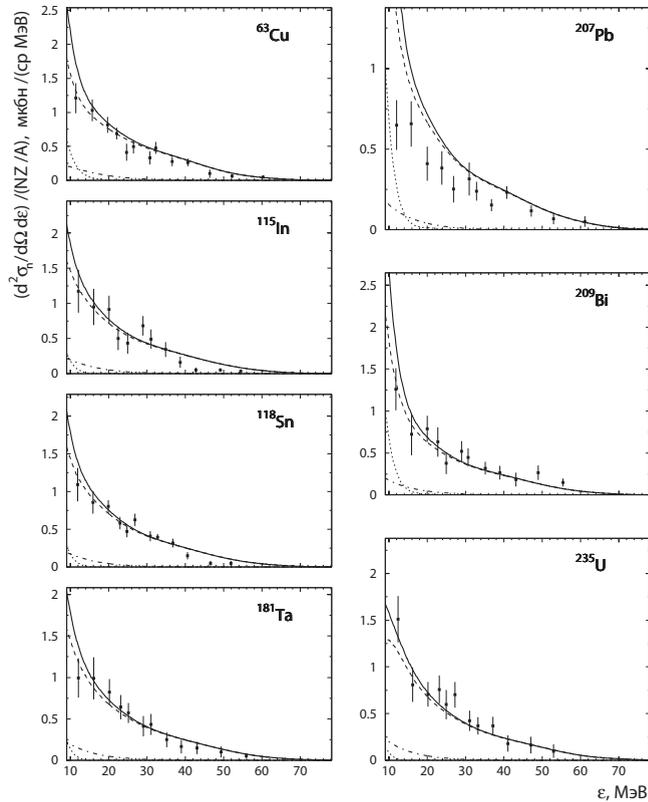


E_γ , МэВ

Сечения $\sigma_j(E_\gamma) = \sum_{l=0} \sum_{k=j} \sigma(\gamma, lpkn; E_\gamma)$ фотонуклонных реакций для тантала, идущих с испусканием $j, j+1, \dots$ нейтронов плюс произвольное количество заряженных частиц. Экспериментальные данные для мишени из натурального тантала (A. Lepretre et al., Nucl. Phys. A **367**, 237 (1981)). Сплошные кривые — вычисленные сечения для ядра ^{181}Ta , штриховые — вклад квазидейтронной компоненты реакции, штрихпунктирные — вклад ИВГДР, точечные — вклад ИВГКР, тонкие сплошные — вклад обертона ИВГДР.



Зависимость интегральных сечений $\sigma(\gamma, p)$, $\sigma(\gamma, n)$ и средних чисел испускаемых фотонуклонов \bar{N}_p , \bar{N}_n , вычисленных для энергетического интервала $E_\gamma = 0-30$ МэВ, от массового числа A изотопа олова. а: полное фотопротонное интегральное сечение, б: полное фотонейтронное интегральное сечение, в: среднее число испускаемых протонов, г: среднее число испускаемых нейтронов. Сплошная кривая — полная величина; точечная кривая — вклад, обусловленный распадом $T_>$ -компоненты ГДР.



Разностные фотонейтронные спектры

$$d^2 \sigma_n(\varepsilon) / d\Omega d\varepsilon = \frac{d^2 \sigma_n(\varepsilon, 85) / d\Omega d\varepsilon - N d^2 \sigma_n(\varepsilon, 55) / d\Omega d\varepsilon}{\int_E^{85} [K(E_\gamma, 85) - NK(E_\gamma, 55)] dE_\gamma}$$

для ядер ^{63}Cu , ^{115}In , ^{118}Sn , ^{181}Ta , ^{207}Pb , ^{209}Bi и ^{235}U (где $K(E_\gamma, E_\gamma)$ — тормозной спектр, $N = K(E, 85)/K(E, 55)$ — нормирующий множитель и $E = 18$ МэВ — энергия, при которой спектры с $E_\gamma = 85$ и 55 МэВ нормируются к одинаковому числу фотонов). Эксперимент: *N.N. Kaushal et al., Phys. Rev.* **175**, 1330 (1968)). Теория: сплошная кривая — полный спектр, штриховая — вклад первой предравновесной частицы, штрихпунктирная — вклад второй предравновесной частицы, точечная кривая — испарительная часть спектра. ε — энергия испускаемого нейтрона.

Основные результаты диссертации:

1. В рамках модели двухкомпонентной ядерной жидкости впервые исследовано влияние квадрупольной деформации ядра не только на ИВГДР, но и на произвольные изовекторные EL -колебания. Получены универсальные кривые, описывающие зависимость энергии разных L_z -мод колебаний от параметра квадрупольной деформации δ для ИВГДР, ИВГКР и первого обертона ИВГДР (ИВГДР2), с помощью которых можно рассчитать деформационное расщепление этих резонансов. Показано, что деформация ядра влияет на ИВГДР2 значительно слабее, чем на основной резонанс ИВГДР.
2. Показано, что трансформация сферического оптического потенциала с глобальными параметрами, извлеченными из данных по нуклон-ядерному рассеянию, в сфероидальный потенциал позволяет использовать его для надежной оценки деформации ядер в основном состоянии в широком интервале значений массового числа ($10 \lesssim A \lesssim 240$), включая сферические, переходные и сильно деформированные ядра. Это позволяет выполнять расчеты фотонуклонных сечений для ядер, данные о деформации которых либо вообще отсутствуют, либо носят противоречивый характер.
3. При рассмотрении фотонуклонных реакций впервые были учтены моды фотовозбуждения ядра, отличные от ИВГДР и квазидейтронного механизма фотопоглощения: ИВГКР и первый обертон ИВГДР. Сравнение экспериментальных и вычисленных сечений реакции (γ, p) для тяжелых ядер свидетельствует о значительном влиянии на процессы фоторасщепления ИВГКР и ИВГДР2 в энергетической области $E_\gamma \sim 20\text{--}35$ МэВ.
4. Впервые при описании фотонуклонных реакций было учтено влияние изоспиновых эффектов как на стадии фотопоглощения, так и на стадии распада составной системы. Показано, что изоспиновые эффекты играют существенную роль в фотопротонном канале реакции, так как $T_>$ -компонента ИВГДР распадается преимущественно с испусканием протона.
5. Исследованы особенности фотонуклонных реакций для ядер далеких от полосы β -стабильности. С этой целью были вычислены сечения реакций $(\gamma, kp+ln)$ для всех изотопов олова ($^{101}\text{--}^{135}\text{Sn}$), для которых известны пороги отделения протонов и нейтронов, в энергетическом интервале $2 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ. В рамках экситонной модели были впервые учтены коллективные свойства входных $1p1h$ -состояний для гигантских резонансов, что позволило проводить расчеты для нейтронно- и протонно-избыточных ядер, в которых имеет место сильная конкуренция между однонуклонными и многонуклонными распадами при сравнительно

низких энергиях возбуждения ядра. Показано, что коллективизация входных состояний ГР существенно снижает выход многочастичных фотонуклонных реакций в области ИВГДР для ядер далеких от полосы β -стабильности. Установлено, что конкуренция между протонным и нейтронным каналами реакции в таких ядрах происходит в основном на стадии теплового равновесия: при испарении частиц.

6. Показано, что при фоторасщеплении изотопов олова с большим дефицитом нейтронов (таких, как $^{101-108}\text{Sn}$), имеющих низкие пороги отделения протонов, при всех энергиях возбуждения ядра доминирует, несмотря на подавляющий эффект кулоновского барьера, протонный канал распада. При фоторасщеплении изотопов олова с большим избытком нейтронов, имеющих низкие пороги отделения нейтронов, резко возрастает среднее число нейтронов, испускаемых за один акт реакции.
7. Установлено, что в средних и тяжелых ядрах значительная часть протонного выхода обусловлена распадом $T_{>}$ -компоненты ГДР, что свидетельствует о важности учета изоспиновых эффектов при описании протонного канала реакции.

Спасибо за внимание!