



ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ имени М.В. Ломоносова и кафедра
Общей ядерной физики физического факультета МГУ



Многонуکلонные фотоядерные реакции на средних и тяжелых ядрах

Докладчик: Фурсова Н.Ю.

Актуальность работы

1. Описание процессов образования и распада обойденных ядер

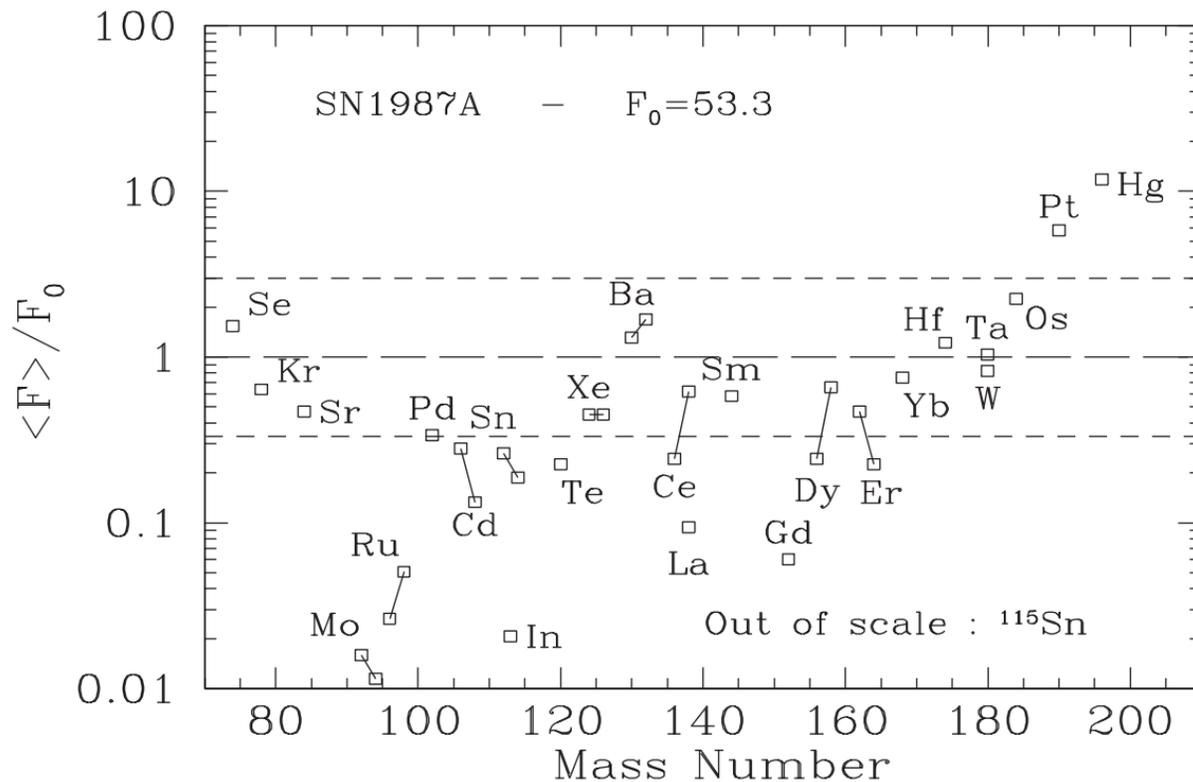
Обойденные ядра - это группа из 35 стабильных ядер от ^{74}Se до ^{196}Hg , находящихся в стороне от траекторий s- и r-процессов образования ядер. Природное содержание таких ядер в солнечной системе невозможно объяснить с помощью обычных моделей формирования тяжелых ядер за счет реакций захвата нейтронов.

Tc92 4.25 м (8)+ m	Tc93 2.75 ч 9/2+ m	Tc94 293 м 7+ m	Tc95 20.0 ч 9/2+ m	Tc96 4.28 дн 7+ m	Tc97 4.21E6 л 9/2+ m	Tc98 4.2E6 л (6)+ m	Tc99 2.111E5 л 9/2+ m	Tc100 15.46 с 1+ m	Tc101 14.22 м 9/2+ m	Tc102 5.28 с 1+ m	Tc103 54.2 с 5/2+ m
Mo91 15.49 м 9/2+ m	Mo92 14.84 0+ m	Mo93 4.0E3 л 5/2+ m	Mo94 9.25 0+ m	Mo95 15.92 5/2+ m	Mo96 16.68 0+ m	Mo97 9.55 5/2+ m	Mo98 24.13 0+ m	Mo99 65.94 ч 1/2+ m	Mo100 9.63 7.3E18 л 0+ m	Mo101 14.61 м 1/2+ m	Mo102 11.3 м 0+ m
Nb90 14.60 ч 8+ m	Nb91 6.8E2 л 9/2+ m	Nb92 3.47E7 л (7)+ m	Nb93 100 9/2+ m	Nb94 2.03E4 л 6+ m	Nb95 34.991 дн 9/2+ m	Nb96 23.35 ч 6+ m	Nb97 72.1 м 5/2+ m	Nb98 2.86 с 1+ m	Nb99 15.0 с 9/2+ m	Nb100 1.5 с + m	Nb101 7.1 с (5/2)+ m
Zr89 78.41 ч 9/2+ m	Zr90 51.45 0+ m	Zr91 11.22 5/2+ m	Zr92 17.15 0+ m	Zr93 53E6 л 5/2+ m	Zr94 17.38 0+ m	Zr95 64.032 дн 5/2+ m	Zr96 2.80 2.0E19 л 0+ m	Zr97 16.744 ч 1/2+ m	Zr98 30.7 с 0+ m	Zr99 2.1 с (1/2)+ m	Zr100 7.1 с 0+ m

В современных расчетных моделях учитывается образование обойденных ядер в результате протекания других реакций, прежде всего фотоядерных реакций (γ, n) и (γ, p).

Траектории s- и r-процессов образования изотопов молибдена

1. Описание процессов образования и распада обойденных ядер



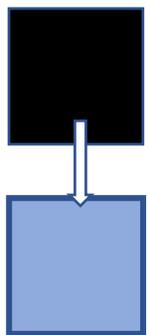
Наблюдаются значительные расхождения между расчетом и наблюдаемым содержанием обойденных ядер, причем недооценка в некоторых случаях ($^{92,94}\text{Mo}$) достигает двух порядков. Одним из основных факторов, затрудняющих расчет образования обойденных ядер, является отсутствие или недостаточная точность экспериментальных сечений фотонуклонных реакций.

Рассчитанные на основе статистической модели распространенности обойденных ядер, образовавшихся в результате взрыва сверхновой с массой равной 20-ти солнечным массам, нормированные на распространенность обойденных ядер в солнечной системе

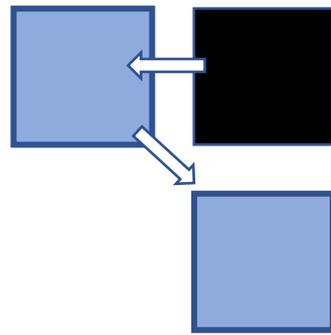
Актуальность работы

2. Альтернативный метод производства медицинских изотопов на ускорителях электронов

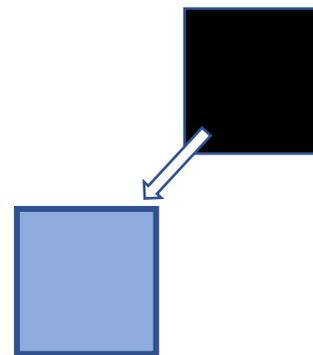
- Относительная безопасность линейных ускорителей по сравнению с реакторами, более низкие эксплуатационные расходы, отсутствие большого количества радиоактивных отходов и трудностей, связанных с ними при выводе установок из эксплуатации;
- Возможность использования компактных ускорителей электронов в непосредственной близости от медицинских центров;
- В ряде случаев, простая химия разделения макроколичеств мишени и микроколичеств целевого нуклида;
- Альтернатива при производстве тех радионуклидов, которые находятся далеко от линии стабильности на N-Z диаграмме и не могут быть получены простыми путями.



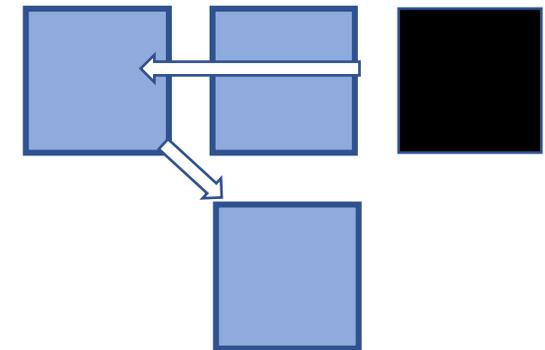
(γ, p)



$(\gamma, n)\beta^+$



(γ, pn)



$(\gamma, 2n)\beta^+$

Актуальность работы

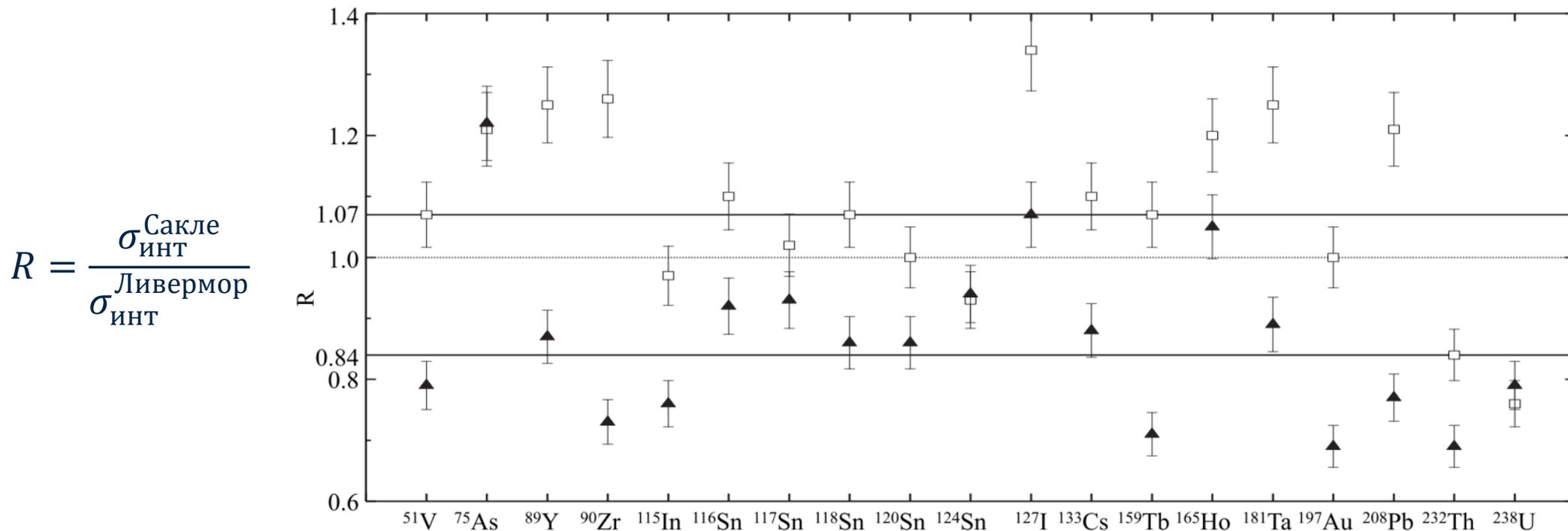
3. Планирование и разработка первых экспериментов на ИКИ НЦФМ



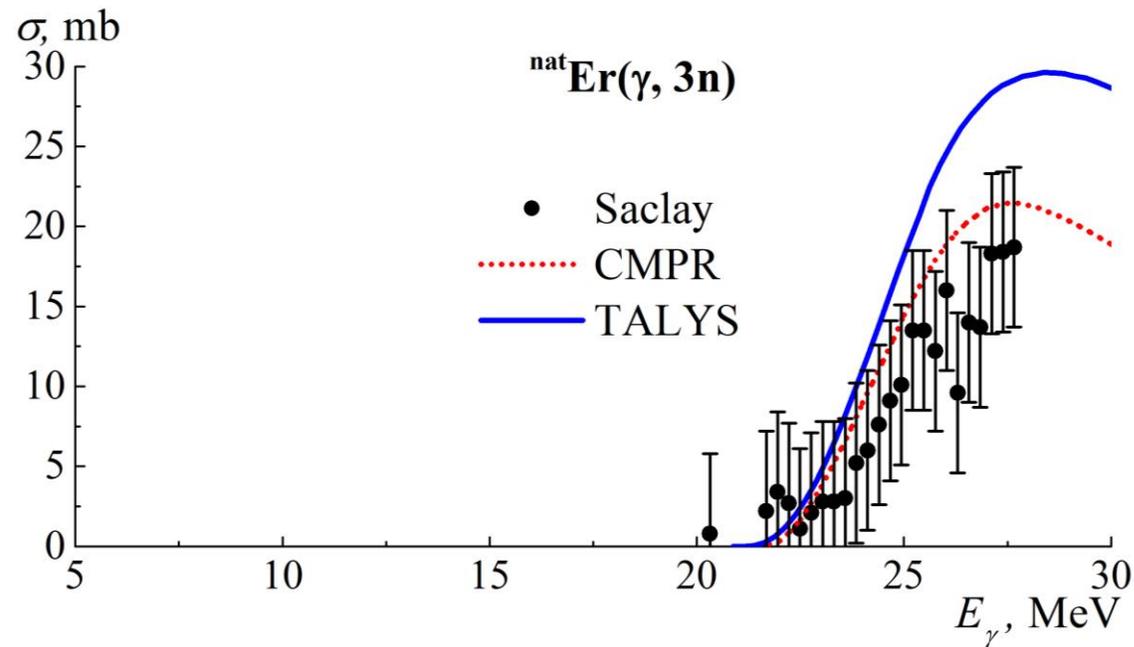
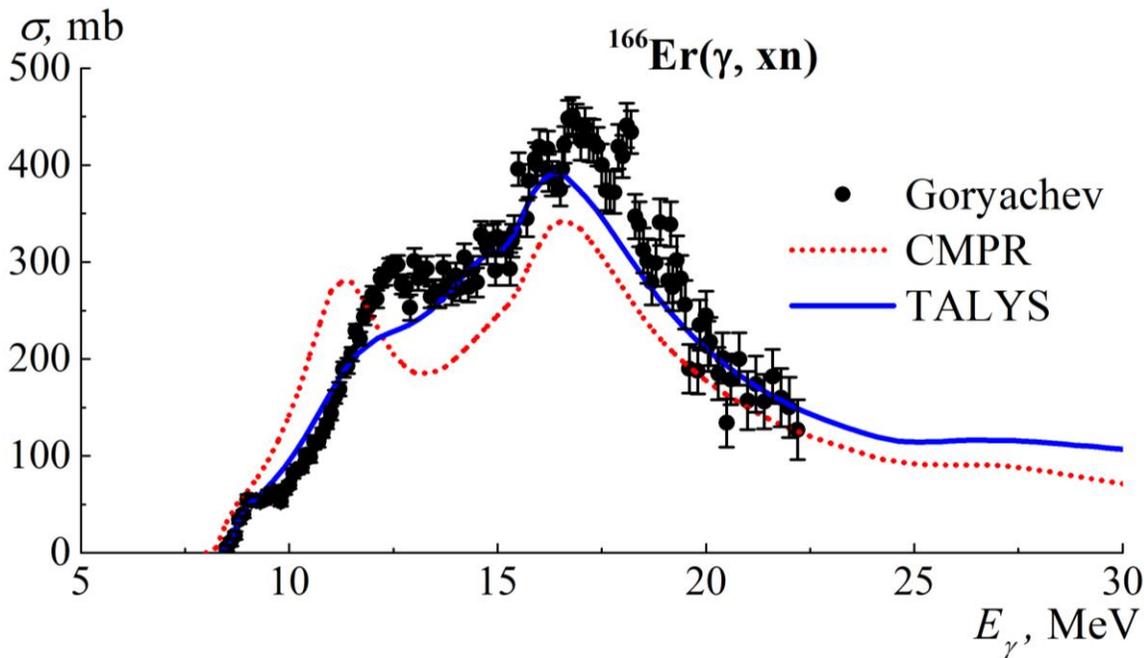
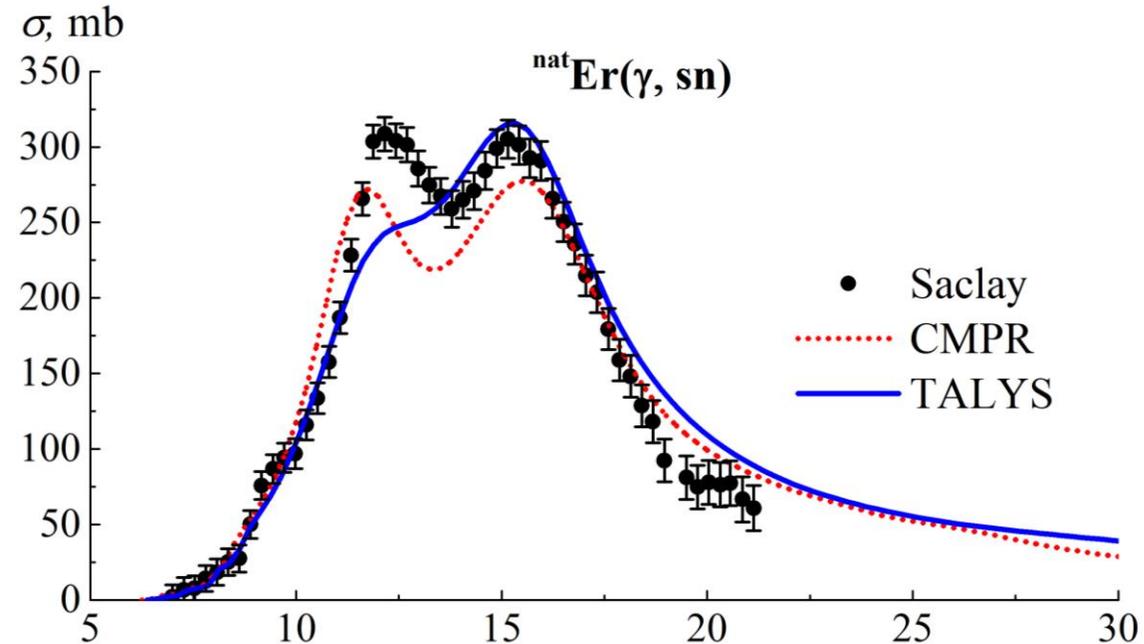
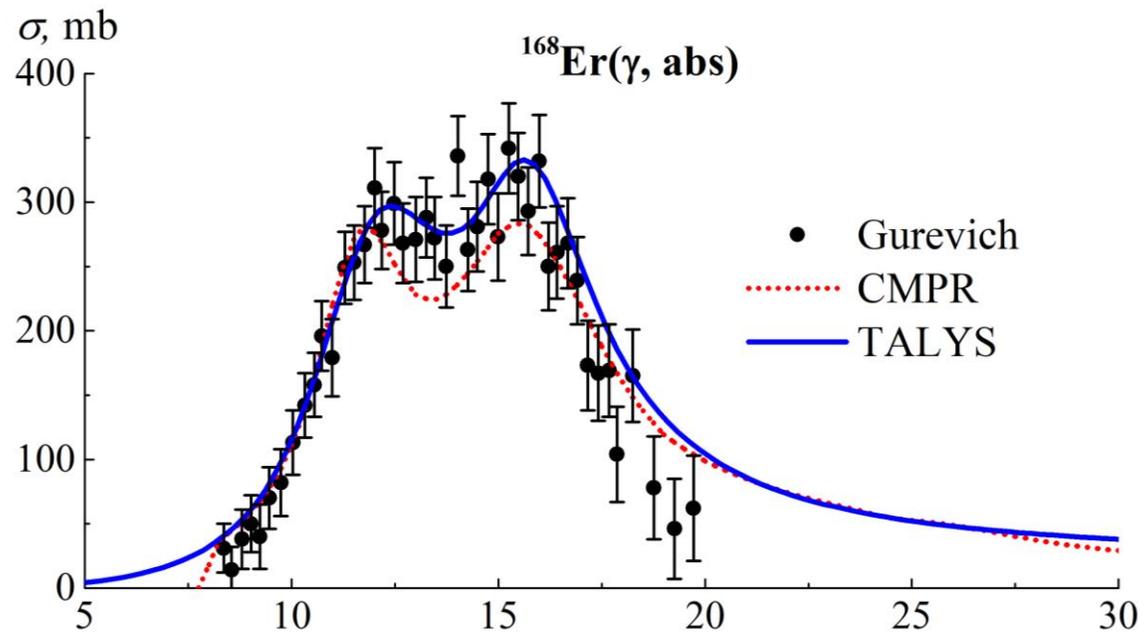
Актуальность работы

4. Описание фотоядерных реакций с помощью теоретических моделей

Установлено, что в экспериментах одного типа - на пучках аннигиляционных фотонов, выполненных в двух лабораториях (Ливермор (США) и Сакле (Франция)), определенные сечения парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) для 19 ядер существенно (до 100% величины) различаются между собой.



Полная систематика отношений интегральных сечений парциальных реакций, полученных в Сакле и Ливерморе:
квадраты - данные для реакции ($\gamma, 1n$), треугольники - ($\gamma, 2n$)



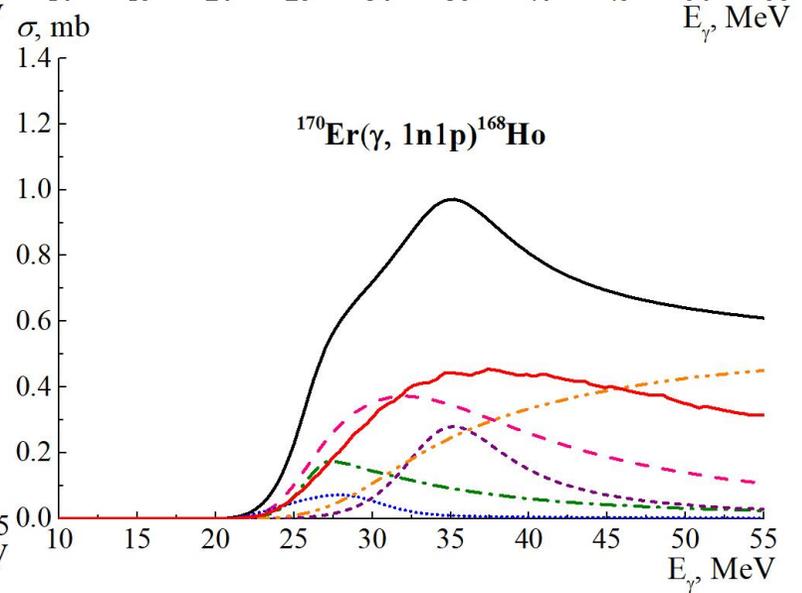
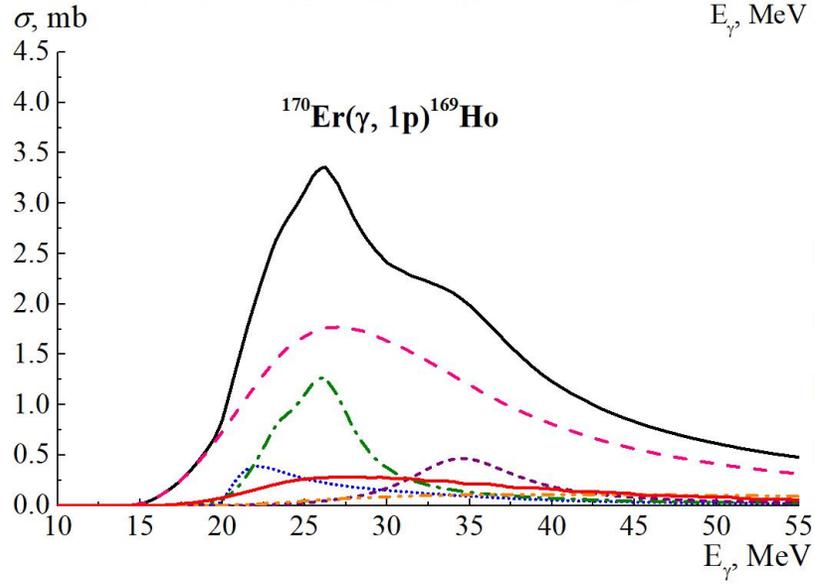
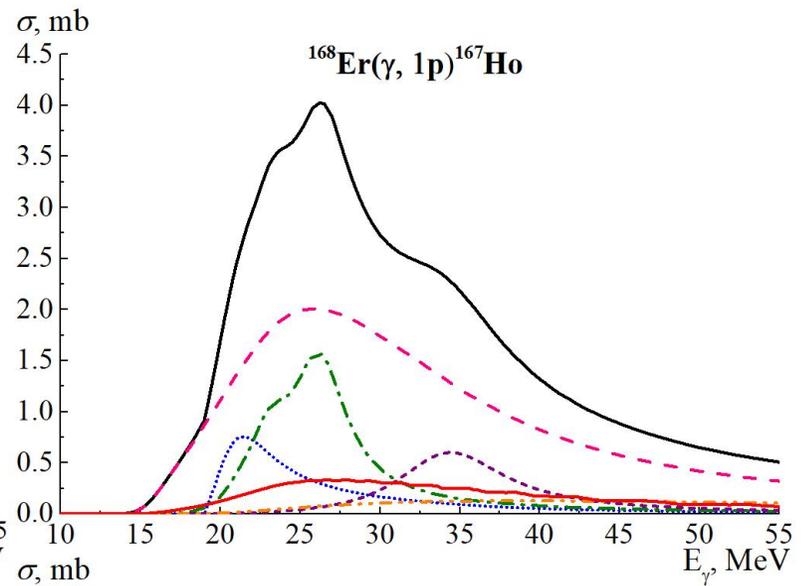
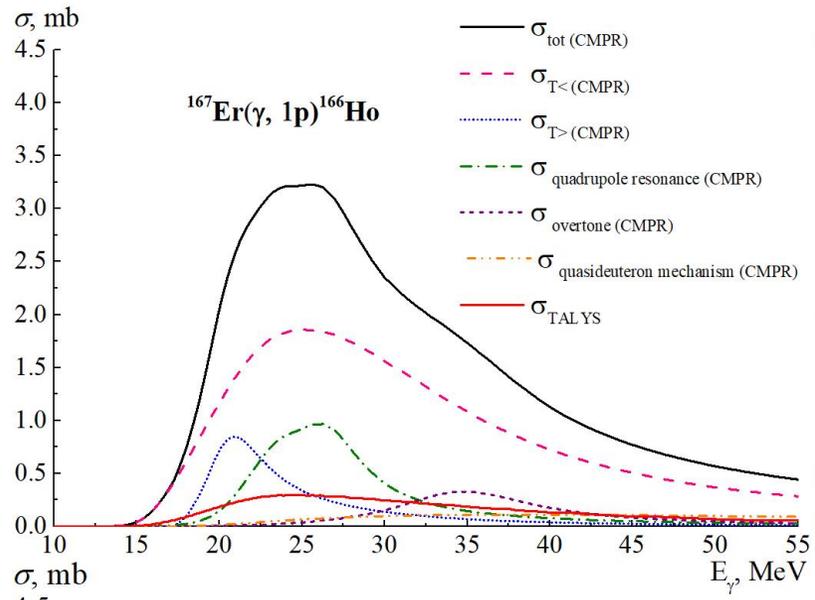
Комбинированная модель фотонуклонных реакций

Комбинированная модель фотонуклонных реакций (КМФР) - вычислительная модель для описания сечений парциальных реакций и энергетических спектров вылетающих частиц в фотоядерных реакциях в области энергий ГДР. Автор модели: В.Н. Орлин (НИИЯФ МГУ).



В рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций предполагается разделение ядерной реакции на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции.

Первая стадия описывается с помощью полумикроскопической модели колебаний (ПМК) и квазидейтронной модели фотопоглощения (КДМ), вторая - с помощью экситонной (ЭМ) и испарительной моделей (ИМ).

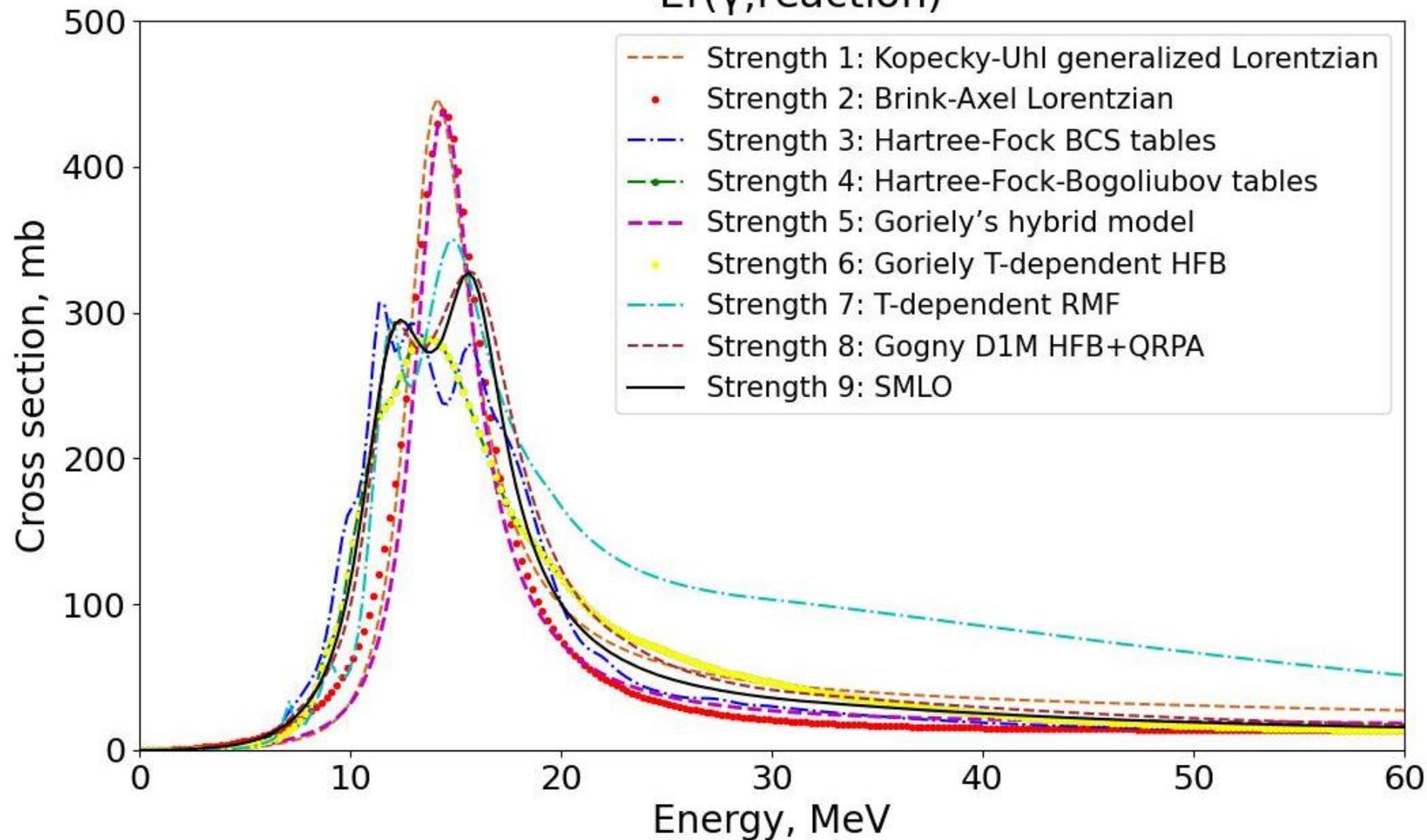


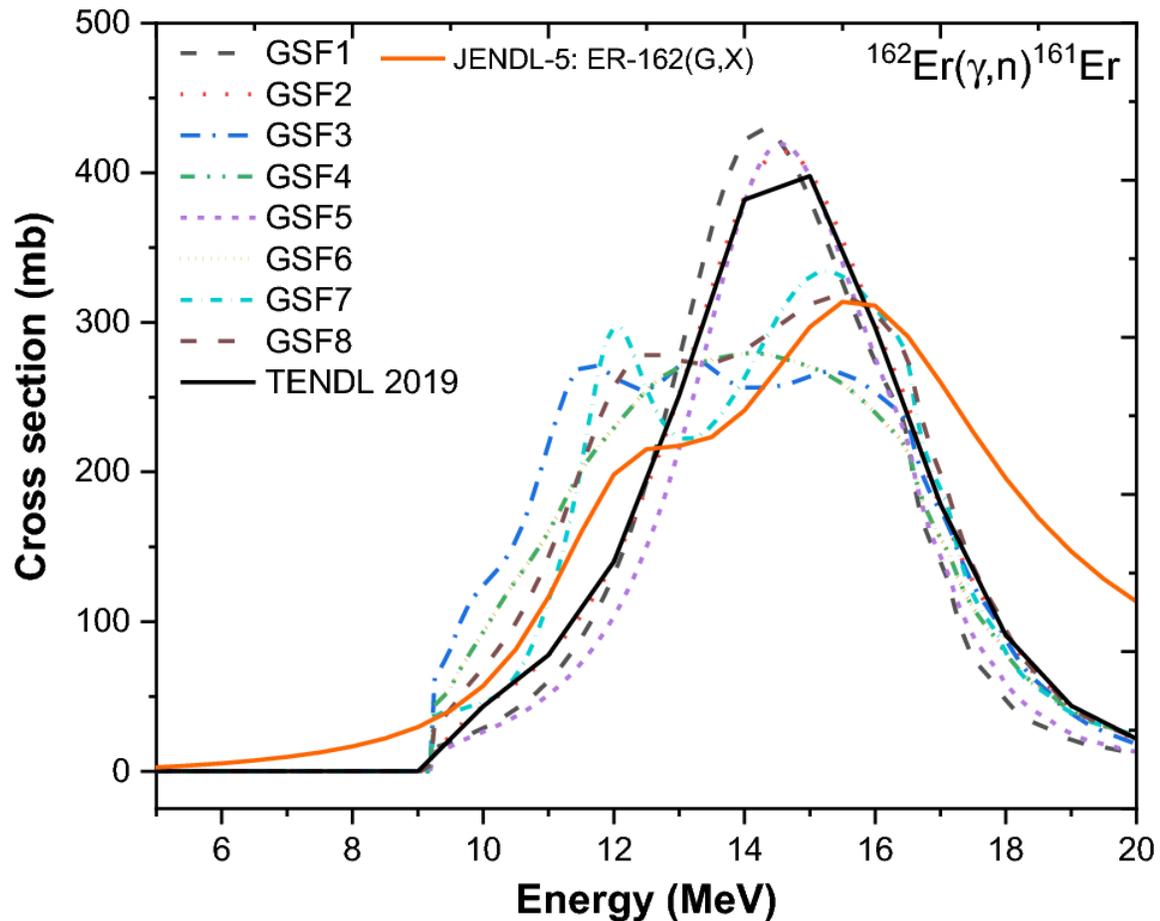
Главное отличие комбинированной модели фотонуклонных реакций от других моделей заключается в учете:

- влияния изоспиновых эффектов на эволюцию возбужденного состояния ядра, возникшего после поглощения фотона;
- изовекторного гигантского квадрупольного резонанса (ГКР)
- обертона ГДР (ГДР2).

TALYS

$^{168}\text{Er}(\gamma, \text{reaction})$



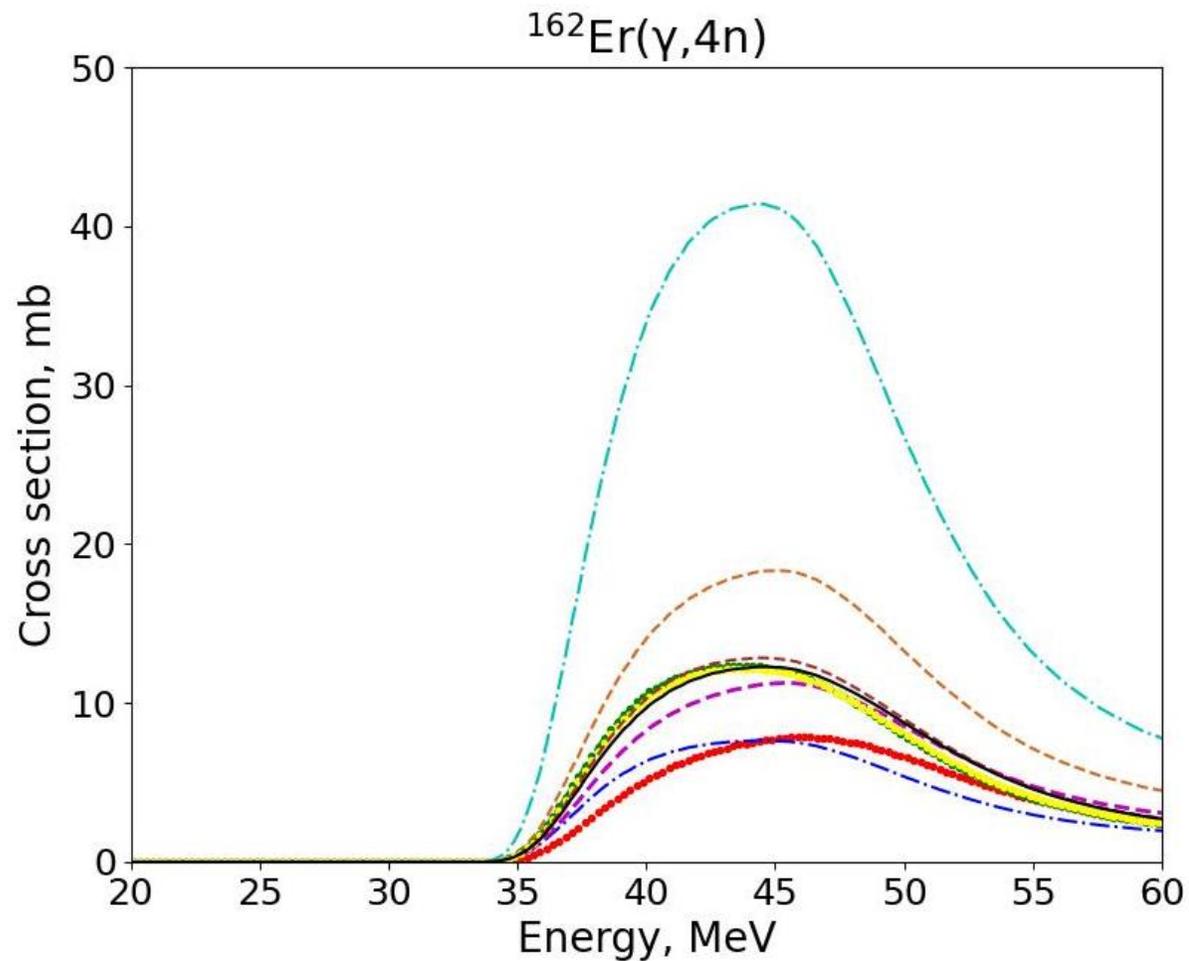


Сечение реакции $^{162}\text{Er}(\gamma, n)^{161}\text{Er}$, рассчитанное с помощью TALYS 1.95 для восьми различных силовых функций, и библиотек данных TENDL-2019 и JENDL-5

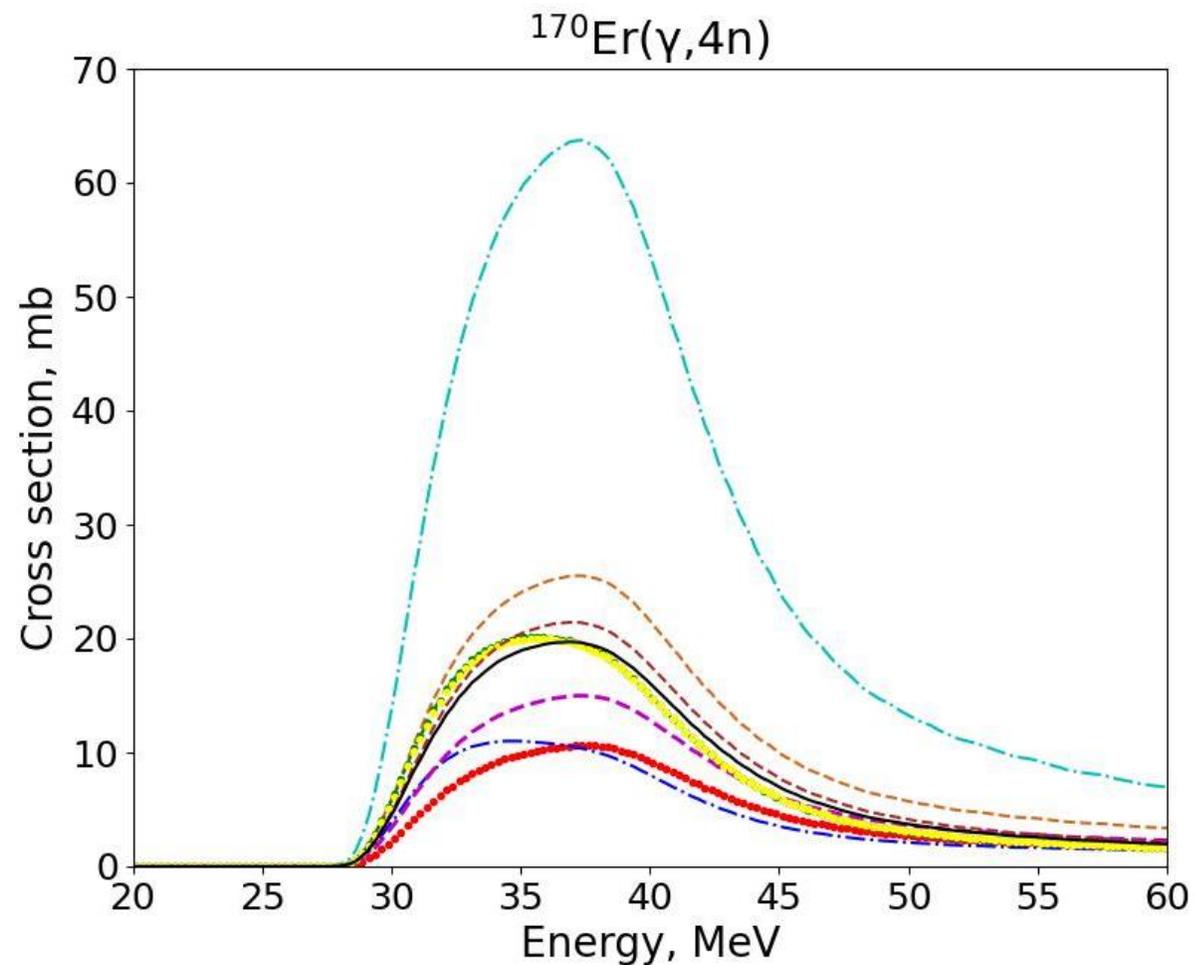
Теоретические эффективные сечения, рассчитанные с помощью TALYS 1.95 при энергии 15 МэВ для восьми силовых функций (GSF1-GSF8), составили 125.59, 128.68, 197.1, 170.7, 106.13, 170.7, 149.98 и 165.35 мб соответственно.

Образец из Er_2O_3 (99.99%) в виде порошка с естественным содержанием изотопов облучался на медицинском ускорителе (Dr. Vikhe Patil Memorial Hospital, Ahmednagar, India) с энергией 15 МэВ в течение 1500 с. Мощность дозы поддерживалась постоянной и составляла 680 ± 10 сГр/мин.

Измеренное сечение для реакции $^{162}\text{Er}(\gamma, n)^{161}\text{Er}$ составило 126.26 ± 15.02 мб при конечной энергии тормозного излучения 15 МэВ.



- Strength 1: Kopecky-Uhl generalized Lorentzian
- Strength 2: Brink-Axel Lorentzian
- .- Strength 3: Hartree-Fock BCS tables
- Strength 4: Hartree-Fock-Bogoliubov tables
- .- Strength 5: Goriely's hybrid model



- Strength 6: Goriely T-dependent HFB
- .- Strength 7: T-dependent RMF
- Strength 8: Gogny D1M HFB+QRPA
- Strength 9: SMLO

Квазидейтронный механизм фотопоглощения

Квазидейтронную модель фоторасщепления впервые предложил Левинджер. Левинджер предположил, что сечение ядерного фоторасщепления выше ГДР $\sigma_{qd}(E)$ может быть описано в терминах сечения фоторасщепления свободного дейтрона $\sigma_d(E)$:

$$\sigma_{qd}(E) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E) f(E)$$

где E означает энергию падающего фотона, L - параметр Левинджера, A - массовое число, N - число нейтронов, Z - число протонов, $f(E)$ - Паули-блокинг функция.

Параметризация сечения фоторасщепления свободного дейтрона:

$$\sigma_d(E) = 61.2 \frac{(E-2.224)^{3/2}}{E^3} \text{ мб}$$

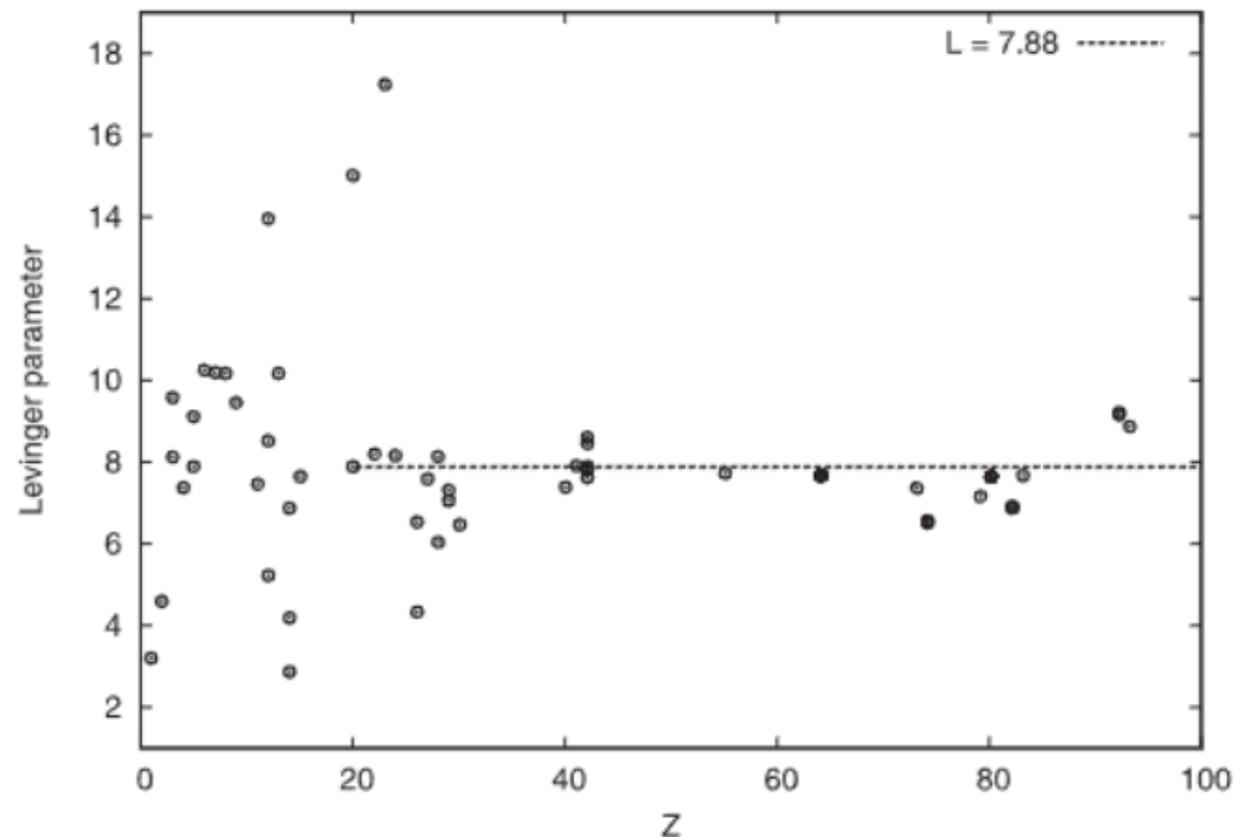
где E выражается в МэВ, а энергия связи свободного дейтрона равна 2.224 МэВ.

Паули-блокинг функция имеет следующий вид:

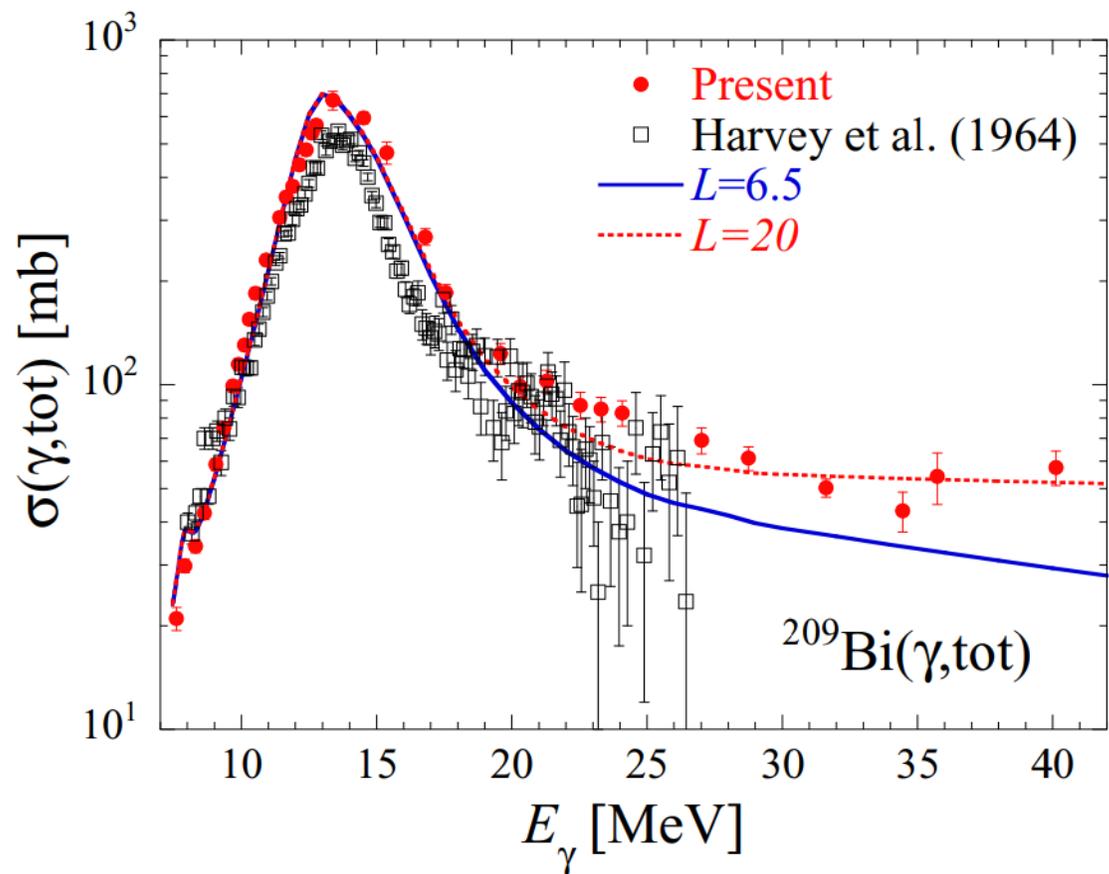
$$f(E) = 8.3714 \cdot 10^{-2} - 9.8343 \cdot 10^{-3} E + 4.1222 \cdot 10^{-4} E^2 - 3.4762 \cdot 10^{-6} E^3 + 9.3537 \cdot 10^{-9} E^4$$

Параметры Левинджера для 68 ядер, данные о сечении которых включены в JENDL/PD-2004, были определены методом наименьших квадратов из суммарных сечений, предполагая, что вклад гигантского резонанса выше 100 МэВ отсутствует.

Значения для ядер с $Z > 20$ оказались примерно равными 8. Для легких ядер параметр Левинджера сильно различается и не подчиняется единой закономерности. В статье принято постоянное значение 7.88 для ядер, сечения которых не включены в JENDL/PD-2004.



Параметры Левинджера, полученные методом наименьших квадратов. Пунктирная линия показывает усредненное значение для $Z > 20$, то есть $L = 7.88$



Сравнение экспериментального сечения $\sigma(\gamma, tot) = \sum_{x=1}^4 \sigma(\gamma, xn)$ с предыдущими измерениями [1] и расчетами по программе TALYS для двух значений параметра Левинджера: $L = 6.5$ (сплошная линия) и $L = 20$ (пунктирная линия)

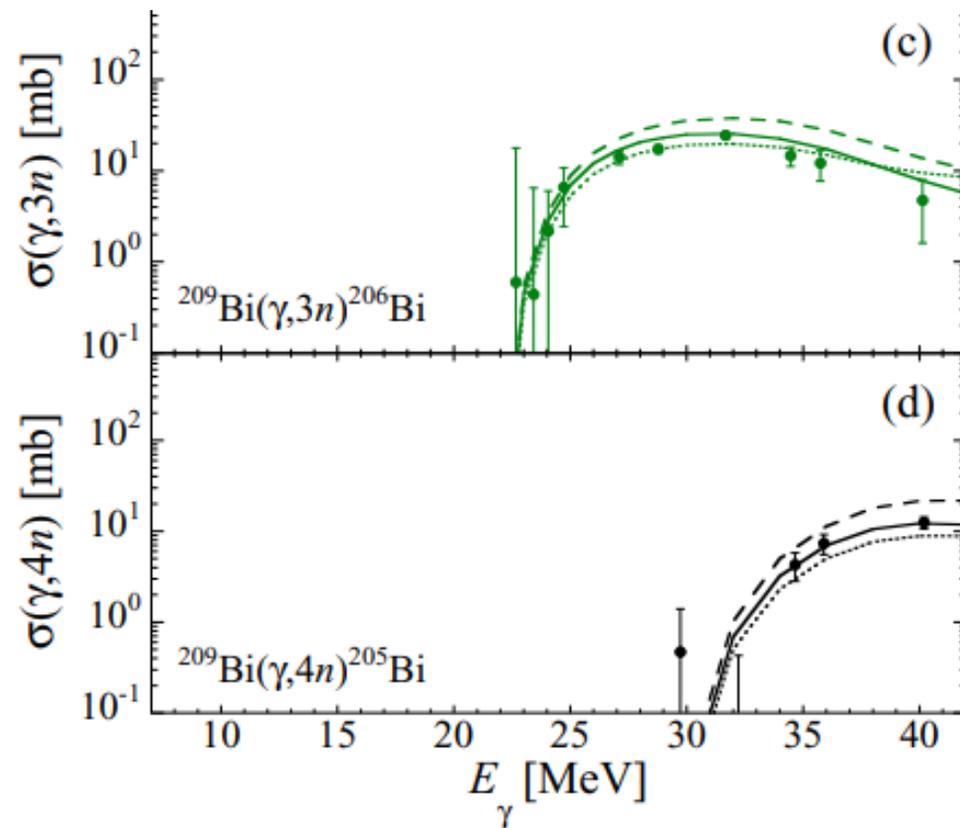
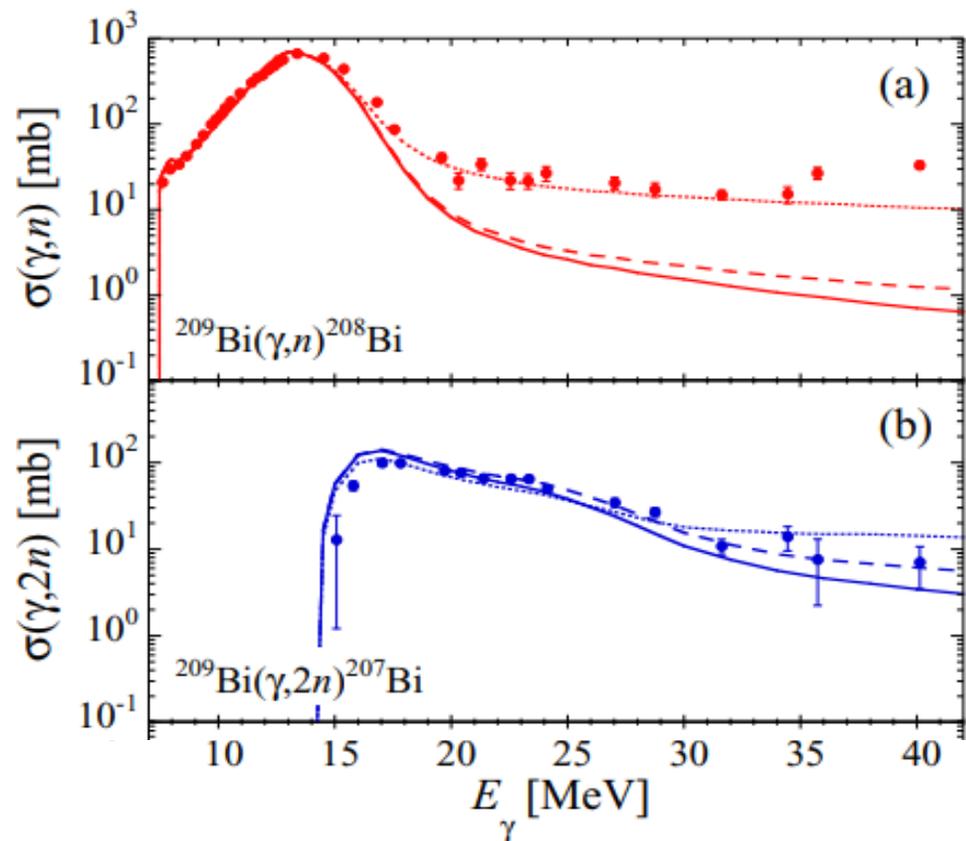
При энергиях выше 20 МэВ расчет по программе TALYS, в котором преобладает вклад квазидейтронов со стандартным значением $L \approx 6.5$ по умолчанию, недооценивает измеренное сечение. Используя то же выражение для Паули-блокинг функции, для воспроизведения полного сечения при энергиях от 20 до 40 МэВ требуется значение параметра Левинджера примерно в три раза большее.

Эксперимент [1] 1964 года проводился на монохроматических фотонах с переменной энергией, полученных в результате аннигиляции на лету быстрых позитронов.

Другие измерения [2] сечения фотонейтронов были выполнены в реакциях $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$, где $x = 1-4$, с использованием пучков гамма-излучения LCS на установке NewSUBARU.

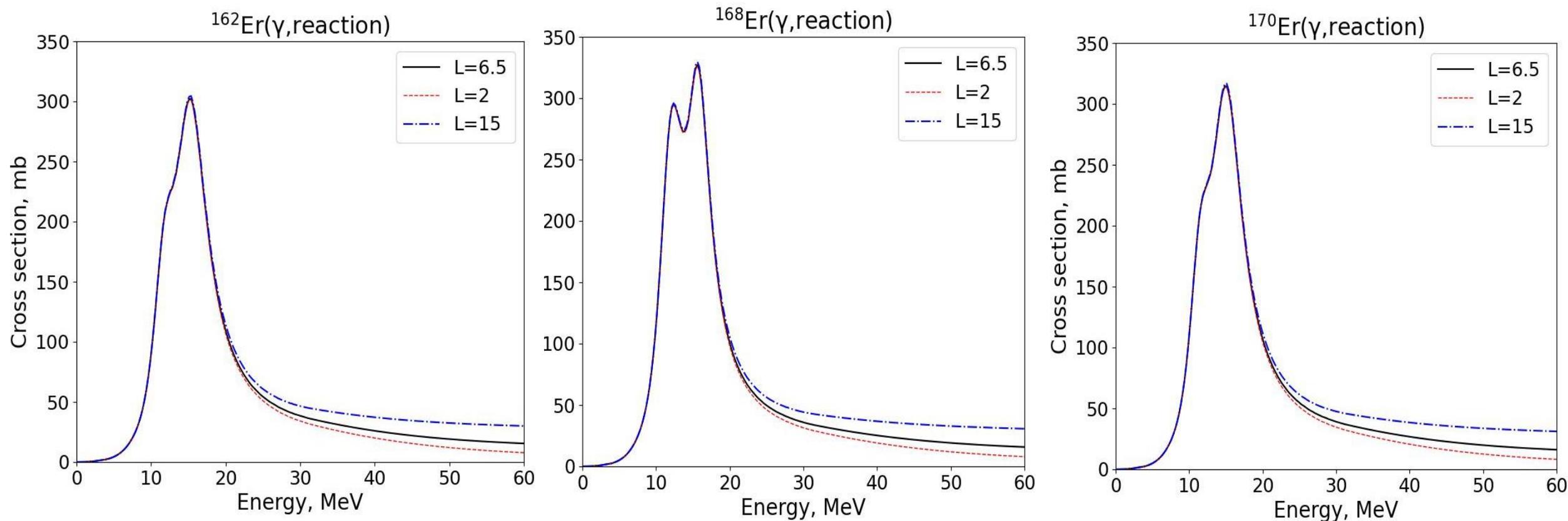
1. Gheorghe I., Utsunomiya H., Katayama S., Filipescu D., Belyshev S., Stopani K., Orlin V., Varlamov V., Shima T., Amano S., Miyamoto S., Lui Y.-W., Kawano T., Goriely S., Phys. Rev. C **96** (2017).
2. Harvey R., Caldwell J., Bramblett R., Fultz S., Phys. Rev. **136** (1964).

Экспериментальное парциальное сечение (γ, n) остается выше теоретического даже при увеличении параметра Левинджера.



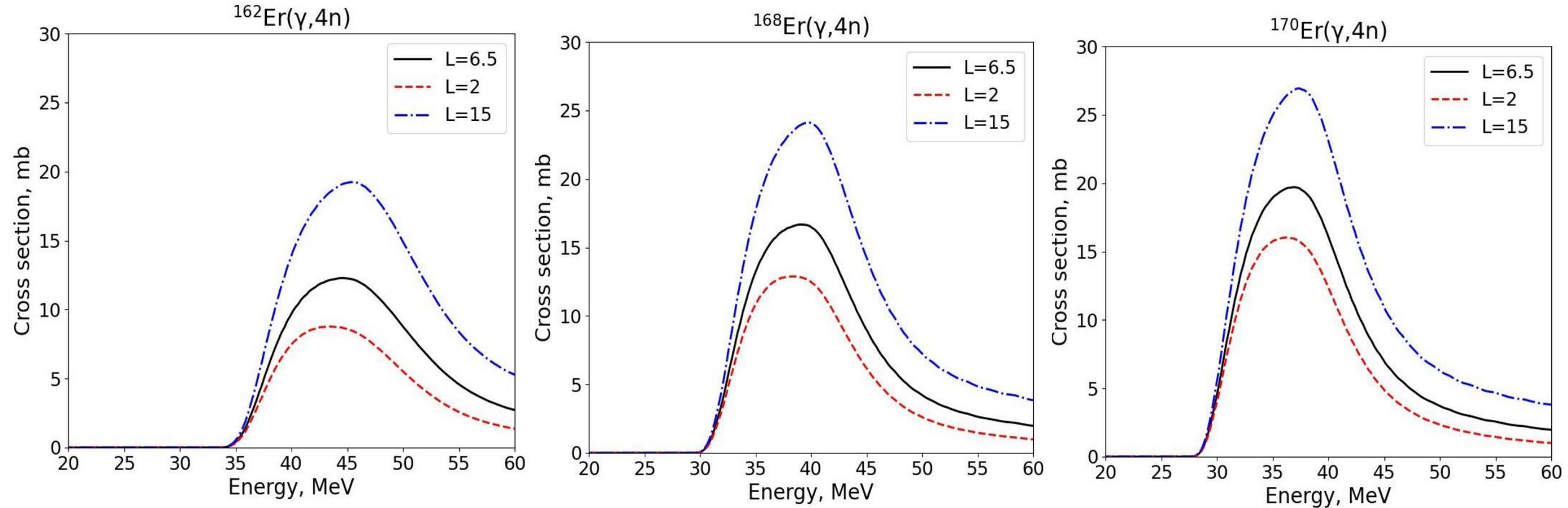
Сравнение экспериментальных парциальных сечений $\sigma(\gamma, xn)$ ($x = 1-4$) с расчетами по программе TALYS, полученными с использованием предравновесной параметризации по умолчанию (сплошные линии), модифицированного параметра $L = 20$ без учета поверхностных эффектов (пунктирные линии) и $L = 20$ с поверхностными эффектами ($E_{\text{surf}} = 1$ МэВ) (мелкие пунктирные линии)

Увеличение параметра Левинджера приводит к повышению сечения фотопоглощения в области энергий выше 20 МэВ. Уменьшение параметра Левинджера приводит к незначительному снижению сечения фотопоглощения в данной области энергий.



Сечения фотопоглощения на изотопах ^{162}Er , ^{168}Er и ^{170}Er , рассчитанные с помощью программы TALYS для значений параметра Левинджера по умолчанию $L = 6.5$ (сплошные линии), $L = 2$ (красные линии) и $L = 15$ (синие линии)

Увеличение параметра Левинджера приводит к увеличению сечений многонуклонных реакций.



Сечения реакций $^{162}\text{Er}(\gamma,4n)$, $^{168}\text{Er}(\gamma,4n)$ и $^{170}\text{Er}(\gamma,4n)$, рассчитанные с помощью программы TALYS для значений параметра Левинджера по умолчанию $L = 6.5$ (сплошные линии), $L = 2$ (красные линии) и $L = 15$ (синие линии)

Эксперимент

- эксперимент проводился на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 55 МэВ;
- тормозная мишень из сделана вольфрама;
- исследуемые мишени были изготовлены из природной смеси изотопов эрбия, ртути, диспрозия и гафния.

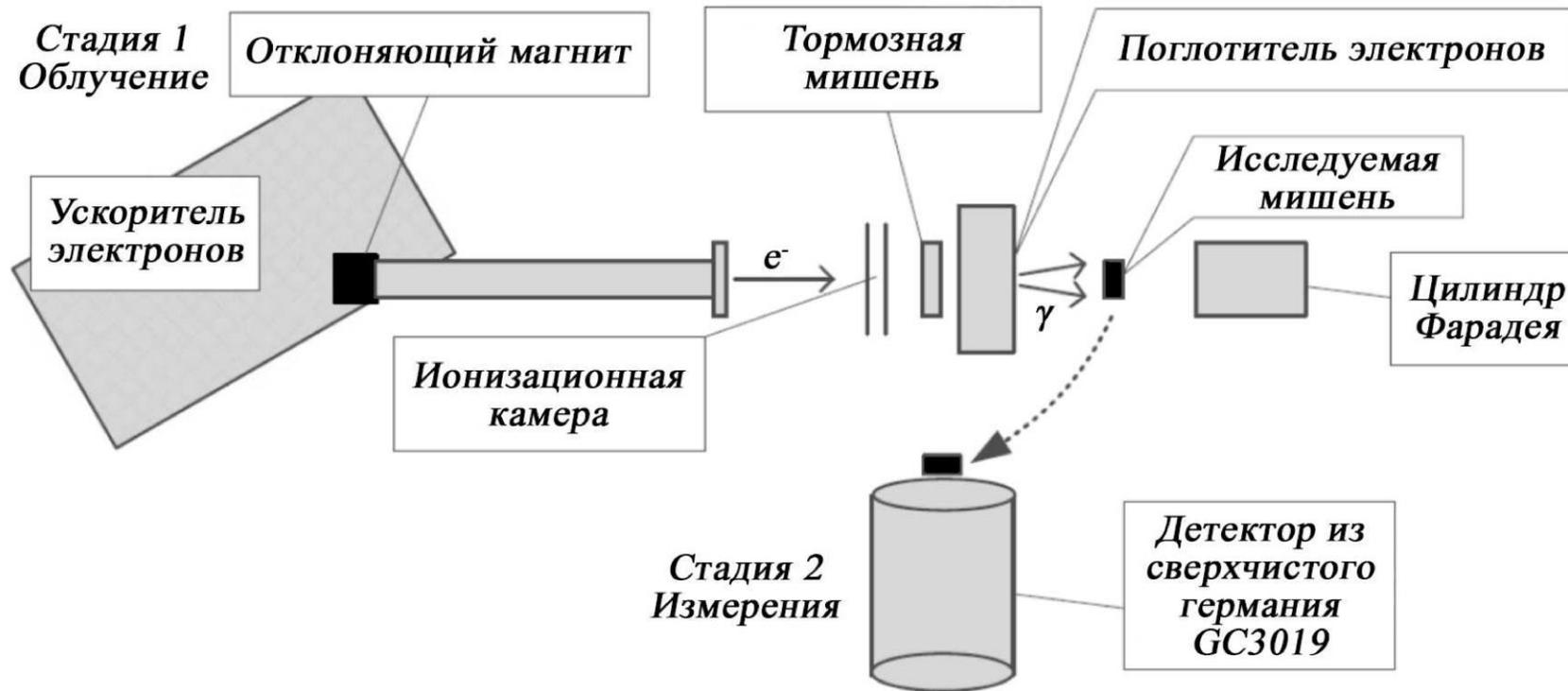
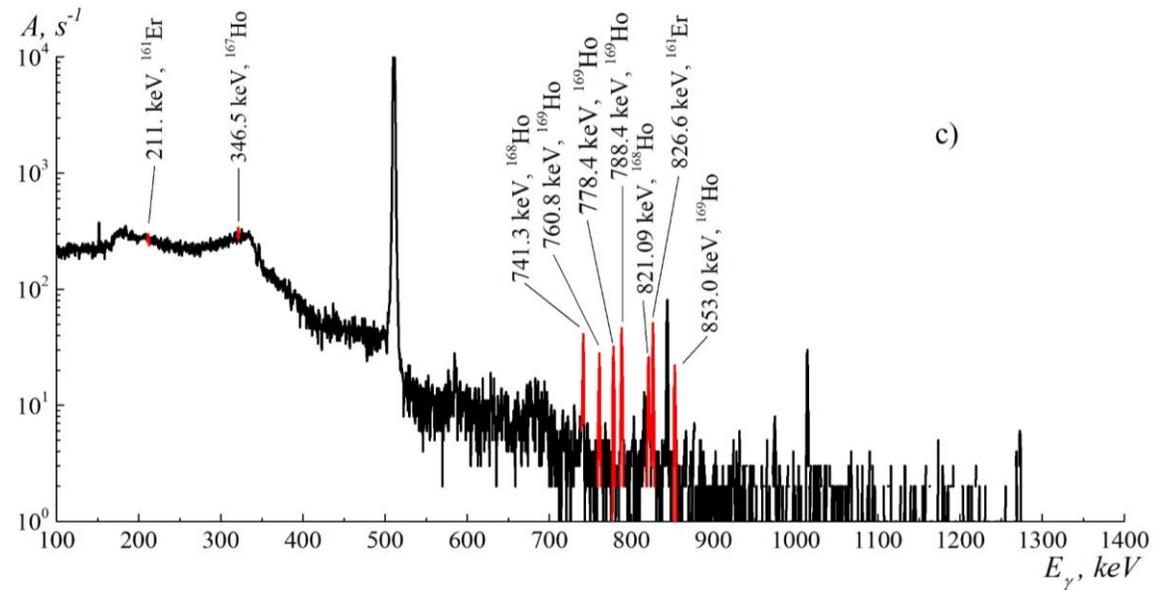
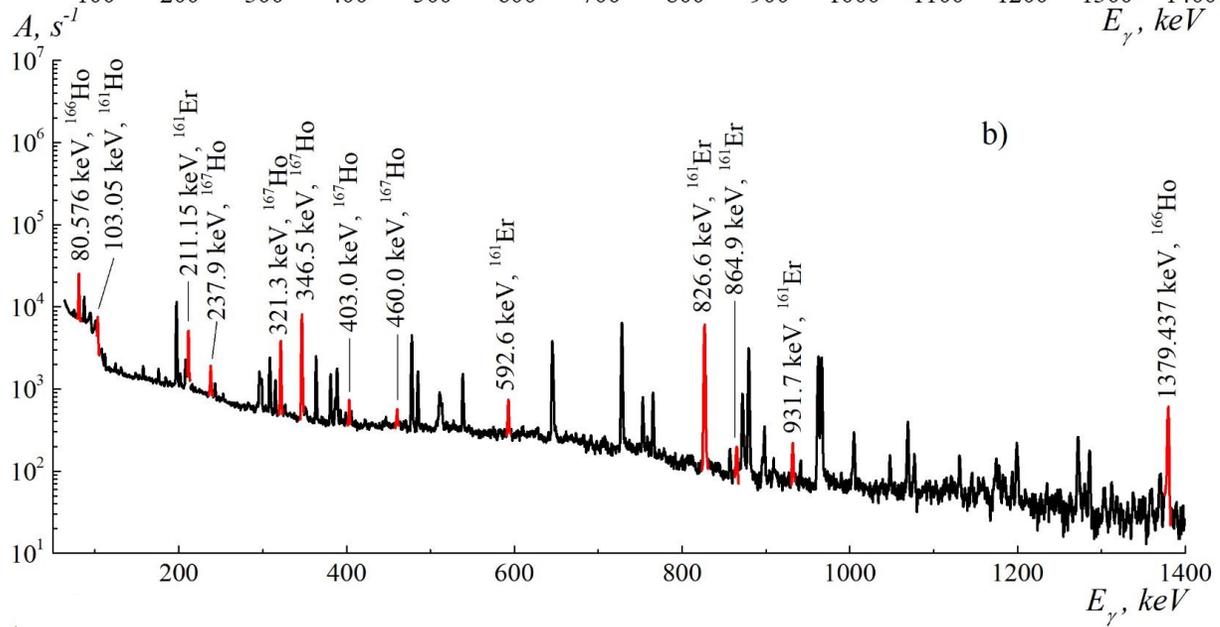
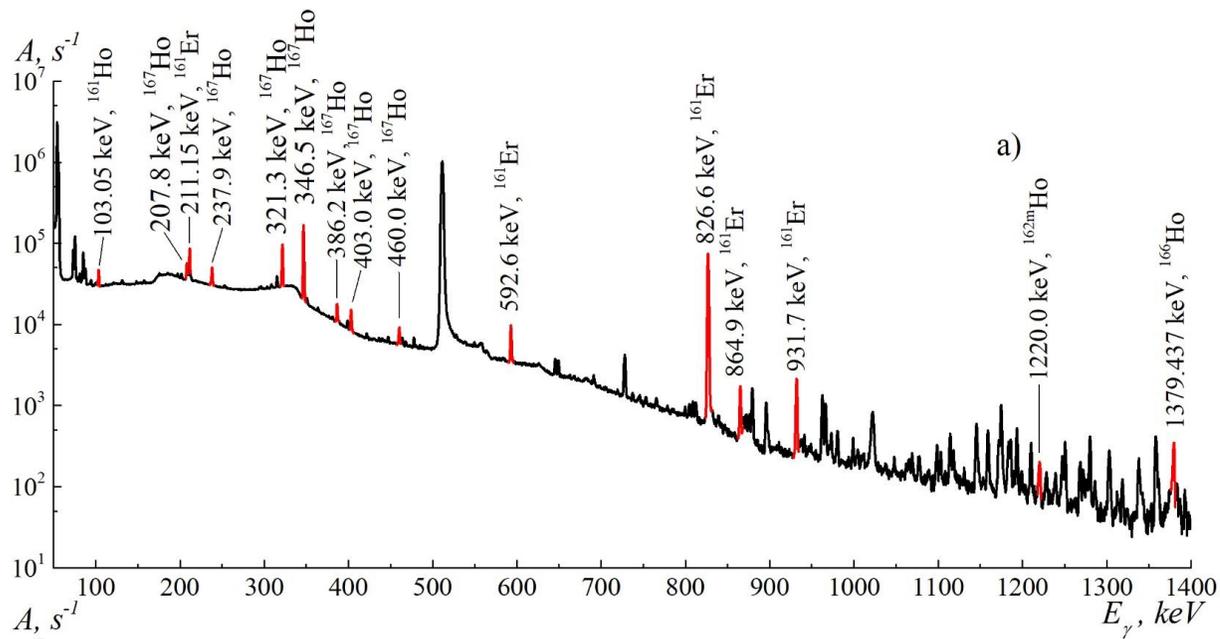


Схема гамма-активационного эксперимента

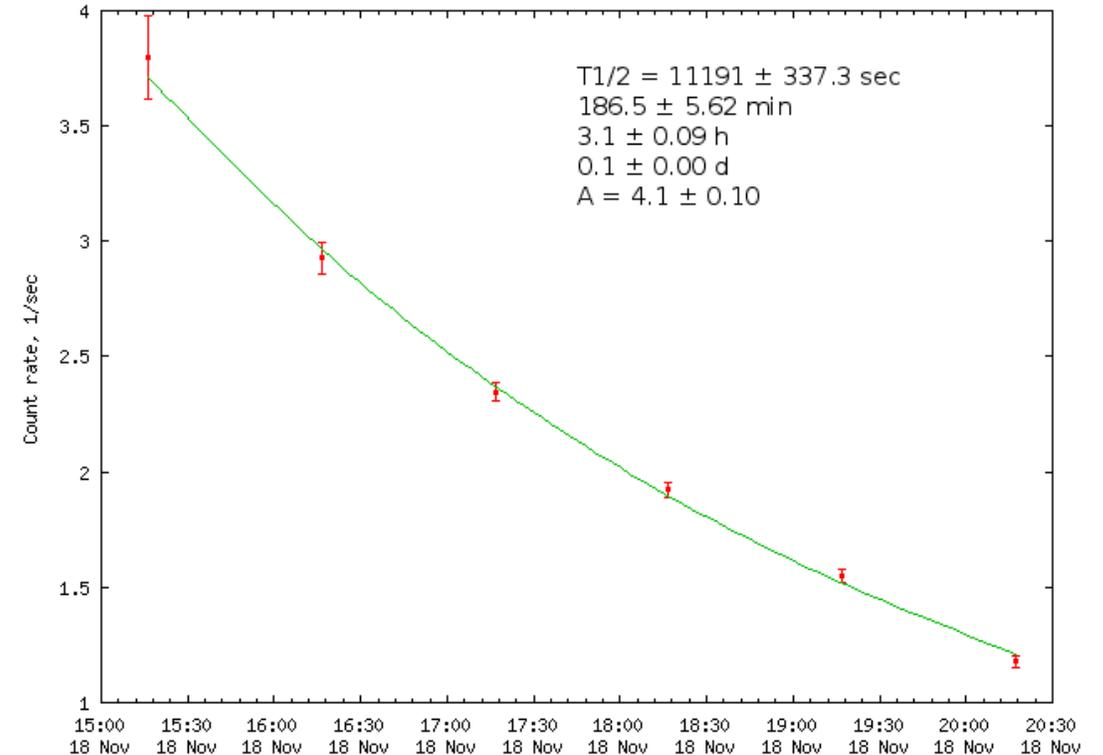


Спектры остаточной активности облученного образца из природной смеси изотопов эрбия через 1 час (а), 1 сутки (б) после первого облучения и 2 минуты (с) после второго облучения

Обработка результатов эксперимента

Образовавшиеся в результате фотоядерных реакций изотопы идентифицировались по энергии γ -квантов и периоду полураспада образовавшихся изотопов.

Изотоп	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ (I_γ , %)
^{161}Er	3.21 h	201.47 (1.12), 211.15 (12.2), 592.6 (3.7), 826.6 (64), 864.9 (1.29), 931.7 (1.954)
^{163}Er	75 min	436.1 (0.0285)
^{169}Er	9.4 d	109.78 (0.0013)
$^{162\text{m}}\text{Ho}$	67 min	1220.0 (22.5)
^{166}Ho	26.83 h	90.574 (6.71), 1379.4 (0.93)
^{167}Ho	3.1 h	237.87 (5), 321.2 (23.5)
^{168}Ho	2.99 min	741.356 (36.6), 821.16 (34.5)
^{169}Ho	4.7 min	760.8 (10), 778.4 (10.1), 788.4 (21.2), 853.0 (11.2)



Период полураспада ^{167}Ho , определенный аппроксимацией

Обработка результатов эксперимента

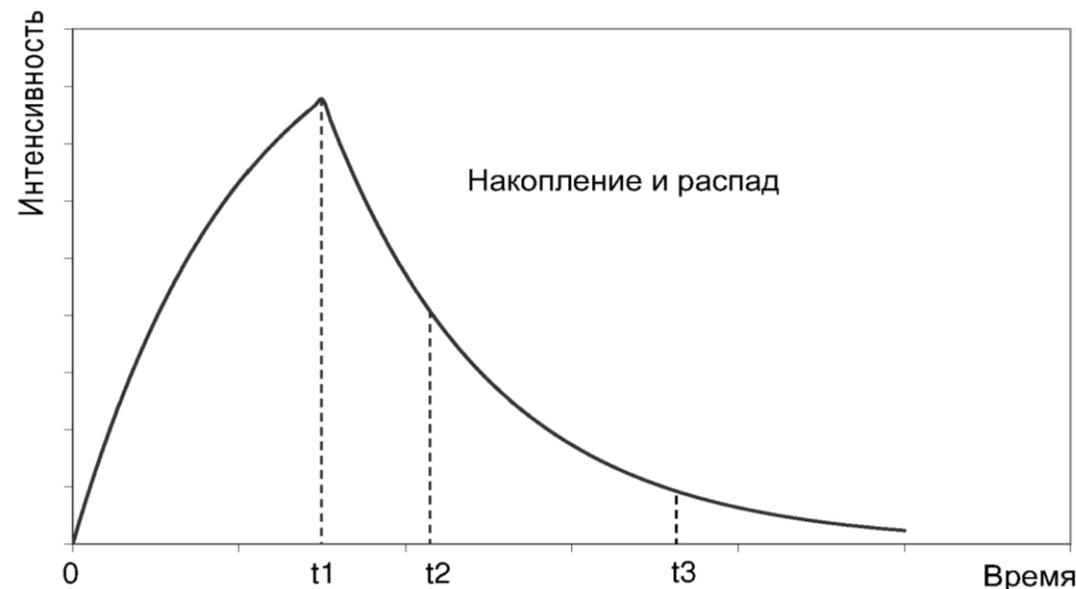
Экспериментальные выходы реакций рассчитывались по площадям фотопиков S в спектрах остаточной активности:

$$Y_1 = \frac{N_{10}}{e^{-\lambda_1 t_1} \int_0^{t_1} I(t) \cdot e^{\lambda_1 t_1} dt}$$

$$N_{10} = \frac{S}{\varepsilon_\gamma I_\gamma (e^{-\lambda_1 (t_2 - t_1)} - e^{-\lambda_1 (t_3 - t_1)})}$$

$$N_{20} = \frac{S}{\varepsilon_\gamma I_\gamma (e^{-\lambda_2 (t_2 - t_1)} - e^{-\lambda_2 (t_3 - t_1)})} + \frac{n_{12} N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\lambda_1 - \lambda_2 \frac{e^{-\lambda_1 (t_2 - t_1)} - e^{-\lambda_1 (t_3 - t_1)}}{e^{-\lambda_2 (t_2 - t_1)} - e^{-\lambda_2 (t_3 - t_1)}} \right)$$

$$Y_2 = \frac{\lambda_2}{I(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} \left(N_{20} - \frac{\lambda_1 n_{12} N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_2 t_1}) \right)$$



N_{10} - число ядер исследуемого изотопа на момент окончания облучения, λ - постоянная распада изотопа, $I(t)$ - ток ускорителя, t_1 - время облучения, t_2 - время начала измерения спектров, t_3 - время окончания измерения спектров.

Обработка результатов эксперимента

Абсолютные выходы фотоядерных реакций с использованием пучков тормозного излучения в экспериментах с различной геометрией отличаются друг от друга из-за разницы в потоках фотонов тормозного излучения. Чтобы сравнить результаты разных экспериментов, необходимо предположить, что формы спектров тормозного излучения в сравниваемых экспериментах не различаются, и разница наблюдается только в общем количестве фотонов.

1. Среднее сечение:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int_{E_{thesh}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\int_{E_{thesh}}^{E^m} W(E, E^m) dE}$$

2. Сечение на эквивалентный квант:

$$\sigma_q^{prod} = \frac{\sum_i \eta_i \int_{E_{i thesh}}^{E^m} \sigma_i(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} E \cdot W(E, E^m) dE}$$

$E^m = 55$ МэВ - кинетическая энергия электронов, падающих на вольфрамовую мишень-конвертор, E - энергия тормозных гамма-квантов, E_{thresh} - порог исследуемой фотоядерной реакции, $\sigma(E)$ - сечение исследуемой фотоядерной реакции, $W(E, E^m)$ – спектр тормозного излучения.

Сравнение экспериментальных сечений на эквивалентный квант для фотонейтронных реакций на изотопах эрбия с расчетами в рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций и по программе TALYS

Разница между экспериментальными и теоретическими значениями сечений на эквивалентный квант для образования ^{161}Er может быть обусловлена двумя причинами:

- выбор параметра деформации исходного ядра оказывает существенное влияние на теоретический расчет полного сечения фотопоглощения;
- из-за низкого процентного содержания ^{162}Er в природной смеси изотопов большой вклад в образование ^{161}Er вносят многонуклонные реакции $^{164}\text{Er}(\gamma, 3n)$ и $^{166}\text{Er}(\gamma, 5n)$, для которых отсутствуют экспериментальные данные, а применимость теоретических моделей требует дополнительных исследований.

Изотоп	Реакция получения изотопа	E_{thr} , MeV	$\sigma_{\text{q exp}}^{\text{prod}}$, Мб	$\sigma_{\text{q CMPR}}^{\text{prod}}$, Мб	$\sigma_{\text{q TALYS}}^{\text{prod}}$, Мб
^{161}Er	$^{\text{nat}}\text{Er}(\gamma, \text{in}) =$		0.292 ± 0.026	0.459	0.539
	$0.00139 \cdot ^{162}\text{Er}(\gamma, 1n) +$	9.20		0.283	0.266
	$0.01601 \cdot ^{164}\text{Er}(\gamma, 3n) +$	24.96		0.074	0.122
	$0.33503 \cdot ^{166}\text{Er}(\gamma, 5n) +$	40.08		0.100	0.145
	$0.22869 \cdot ^{167}\text{Er}(\gamma, 6n)$	46.52		0.002	0.006
^{163}Er	$^{\text{nat}}\text{Er}(\gamma, \text{in}) =$		4.928 ± 0.96	5.765	6.913
	$0.01601 \cdot ^{164}\text{Er}(\gamma, 1n) +$	8.85		3.304	3.10
	$0.33503 \cdot ^{166}\text{Er}(\gamma, 3n) +$	23.97		1.870	2.918
	$0.22869 \cdot ^{167}\text{Er}(\gamma, 4n) +$	30.41		0.455	0.722
	$0.26978 \cdot ^{168}\text{Er}(\gamma, 5n)$	38.18		0.136	0.205
^{169}Er	$0.1491 \cdot ^{170}\text{Er}(\gamma, 1n)$	7.26	18.801 ± 4.355	26.982	23.036

Сравнение экспериментальных сечений на эквивалентный квант для фотопротонных реакций на изотопах эрбия с расчетами в рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций и по программе TALYS

Изотоп	Реакция получения изотопа	E_{thr} , MeV	σ_q^{prod} , мб	σ_q^{prod} , мб	σ_q^{prod} , мб
^{161}Ho	$^{nat}\text{Er}(\gamma, 1p_{in}) =$		$(7.36 \pm 13.48) \cdot 10^{-3}$	$10.27 \cdot 10^{-3}$	$5.88 \cdot 10^{-3}$
	$0.00139 \cdot ^{162}\text{Er}(\gamma, 1p) +$	6.43			
	$0.01601 \cdot ^{164}\text{Er}(\gamma, 1p2n) +$	22.18			
	$0.33503 \cdot ^{166}\text{Er}(\gamma, 1p4n) +$	37.30			
	$0.22869 \cdot ^{167}\text{Er}(\gamma, 1p5n)$	43.74		$1.55 \cdot 10^{-6}$	$3.90 \cdot 10^{-5}$
^{162m}Ho	$^{nat}\text{Er}(\gamma, 1p_{in}) =$		$(5.543 \pm 0.628) \cdot 10^{-3}$		$7.92 \cdot 10^{-3}$
	$0.01601 \cdot ^{164}\text{Er}(\gamma, 1p1n) +$	15.366			
	$0.33503 \cdot ^{166}\text{Er}(\gamma, 1p3n) +$	30.496			
	$0.22869 \cdot ^{167}\text{Er}(\gamma, 1p4n)$	36.926			
^{166}Ho	$^{nat}\text{Er}(\gamma, 1p_{in}) =$		0.262 ± 0.011	0.594	0.101
	$0.22869 \cdot ^{167}\text{Er}(\gamma, 1p) +$	7.51			
	$0.26978 \cdot ^{168}\text{Er}(\gamma, 1p1n) +$	15.28			
	$0.1491 \cdot ^{170}\text{Er}(\gamma, 1p3n)$	28.54			
^{167}Ho	$^{nat}\text{Er}(\gamma, 1p_{in}) =$		0.257 ± 0.029	0.617	0.078
	$0.26978 \cdot ^{168}\text{Er}(\gamma, 1p) +$	8.00			
	$0.1491 \cdot ^{170}\text{Er}(\gamma, 1p2n)$	21.26			
^{168}Ho	$0.1491 \cdot ^{170}\text{Er}(\gamma, p1n)$	15.41	0.040 ± 0.007	0.064	0.043
^{169}Ho	$0.1491 \cdot ^{170}\text{Er}(\gamma, 1p)$	8.60	0.100 ± 0.017	0.255	0.024

Сравнение экспериментальных сечений на эквивалентный квант для фотонейтронных реакций на изотопах ртути с расчетами в рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций и по программе TALYS

Изотоп	Реакция получения изотопа	E_{thr}, MeV	$\sigma_{q \text{ exp}}^{prod}, \text{Мб}$	$\sigma_{q \text{ CMPR}}^{prod}, \text{Мб}$	$\sigma_{q \text{ TALYS}}^{prod}, \text{Мб}$
$^{195g+m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in) =$		1.37 ± 0.08	1.411	1.952
	$0.0015 \cdot ^{196}\text{Hg}(\gamma, 1n) +$	8.90		0.386	0.348
	$0.1004 \cdot ^{198}\text{Hg}(\gamma, 3n) +$	24.17		0.563	0.915
	$0.1694 \cdot ^{199}\text{Hg}(\gamma, 4n) +$	30.83		0.376	0.545
	$0.2314 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 5n)$	38.86		0.087	0.144
$^{197g+m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in) =$		36 ± 3	34.808	36.346
	$0.1004 \cdot ^{198}\text{Hg}(\gamma, 1n) +$	8.48		25.399	23.736
	$0.1694 \cdot ^{199}\text{Hg}(\gamma, 2n) +$	15.15		7.368	9.276
	$0.2314 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 3n) +$	23.18		1.479	2.457
	$0.1317 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 4n) +$	29.41		0.313	0.558
$0.2974 \cdot ^{202}\text{Hg}(\gamma, 5n)$	37.16		0.249	0.319	
^{199m}Hg	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in) =$		5.6 ± 0.3	-	3.020
	$0.2314 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 1n) +$	8.56			1.422
	$0.1317 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 2n) +$	14.79			0.885
	$0.2974 \cdot ^{202}\text{Hg}(\gamma, 5n)$	22.54			0.712
^{203}Hg	$0.0682 \cdot ^{204}\text{Hg}(\gamma, 1n)$	7.49	17.8 ± 0.9	16.719	14.879

Сравнение экспериментальных сечений на эквивалентный квант для фотопротонных реакций на изотопах ртути с расчетами в рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций и по программе TALYS

Изотоп	Реакция получения изотопа	E_{thr} , MeV	σ_q^{prod} , Мб $\sigma_{q\ exp}^{prod}$, Мб	σ_q^{prod} , Мб $\sigma_{q\ CMPR}^{prod}$, Мб	σ_q^{prod} , Мб $\sigma_{q\ TALYS}^{prod}$, Мб
^{196}Au	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in1p) =$		0.084 ± 0.004	0.071	0.056
	$0.1004 \cdot ^{198}\text{Hg}(\gamma, 1n1p) +$	15.18		0.036	0.030
	$0.1694 \cdot ^{199}\text{Hg}(\gamma, 2n1p) +$	21.84		0.030	0.021
	$0.2314 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 3n1p)$	29.87		0.005	0.006
$^{198g+m}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in1p) =$		0.400 ± 0.004	0.473	0.124
	$0.1694 \cdot ^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p) +$	7.25		0.376	0.035
	$0.2314 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 1n1p) +$	5.28		0.075	0.064
	$0.1317 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 2n1p)$	21.51		0.022	0.016
^{199}Au	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in1p) =$		0.481 ± 0.024	0.495	0.122
	$0.2314 \cdot ^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p) +$	7.70		0.394	0.043
	$0.1317 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 1n1p) +$	13.93		0.055	0.042
	$0.2974 \cdot ^{202}\text{Hg}(\gamma, 2n1p)$	21.68		0.047	0.037
$^{200g+m}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in1p) =$		0.33 ± 0.03	0.319	0.099
	$0.1317 \cdot ^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p) +$	7.58		0.234	0.022
	$0.2974 \cdot ^{202}\text{Hg}(\gamma, 1n1p)$	15.44		0.083	0.076

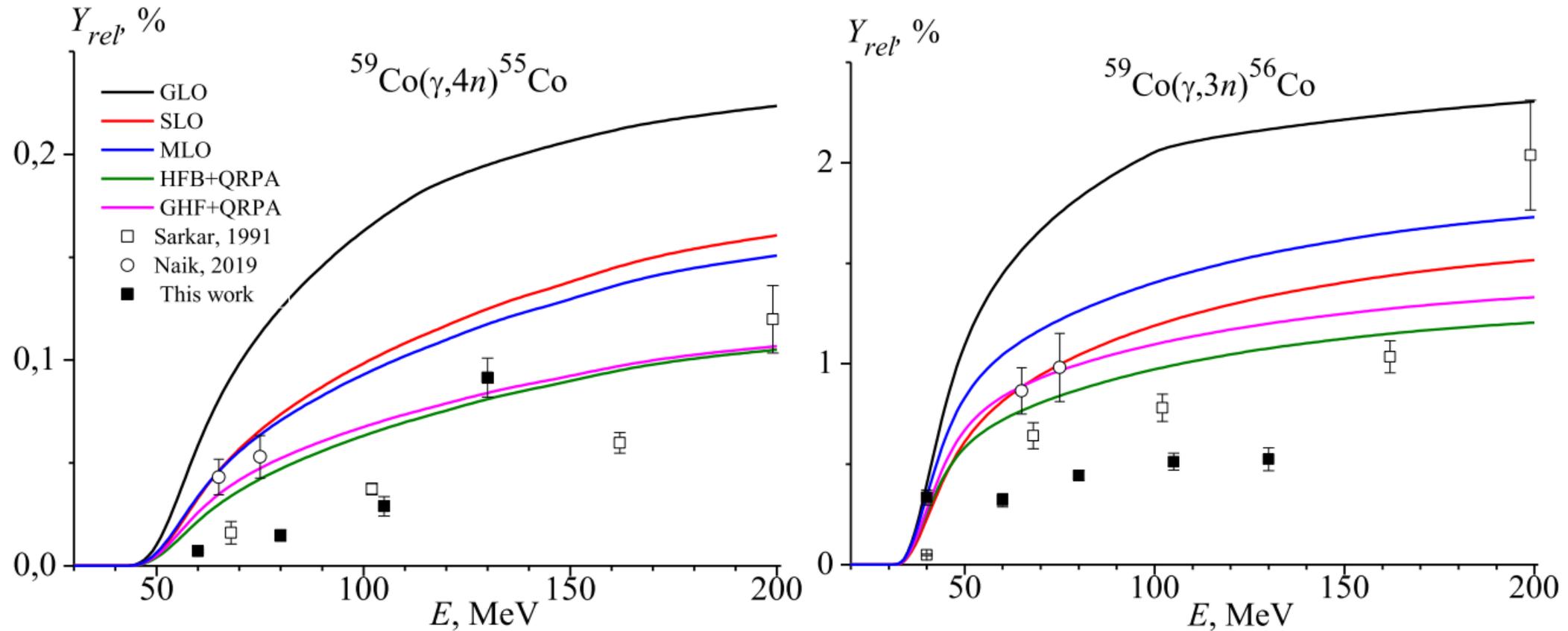
Сравнение экспериментальных относительных выходов фотоядерных реакций (нормированных на реакции образования ^{155}Dy) на изотопах диспрозия с расчетами в рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций + TALYS

Изотоп	Реакция получения изотопа	E_{thr} , MeV	Y_{exp} , 1/e	Y_{theor} , 1/e
^{157}Dy	$^{\text{nat}}\text{Dy}(\gamma, \text{in}) =$		8.059 ± 1.528	7.462
	$0.00095 \cdot ^{158}\text{Dy}(\gamma, 1\text{n}) +$	9.05		1.151
	$0.002329 \cdot ^{160}\text{Dy}(\gamma, 3\text{n}) +$	24.46		0.917
	$0.18889 \cdot ^{161}\text{Dy}(\gamma, 4\text{n}) +$	30.92		3.116
	$0.25475 \cdot ^{162}\text{Dy}(\gamma, 5\text{n})$	39.11		1.797
^{160}Tb	$^{\text{nat}}\text{Dy}(\gamma, 1\text{pin}) =$		7.186 ± 1.383	5.422
	$0.18889 \cdot ^{161}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}) +$	7.51		3.618
	$0.25475 \cdot ^{162}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}1\text{n}) +$	15.70		1.103
	$0.24896 \cdot ^{163}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}2\text{n})$	21.98		0.527
^{161}Tb	$^{\text{nat}}\text{Dy}(\gamma, 1\text{pin}) =$		9.565 ± 1.743	6.556
	$0.25475 \cdot ^{162}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}) +$	8.01		4.520
	$0.24896 \cdot ^{163}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}1\text{n}) +$	14.28		1.436
	$0.2826 \cdot ^{164}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}2\text{n})$	21.94		0.600
^{163}Tb	$0.2826 \cdot ^{164}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p})$	8.66	2.84 ± 0.63	4.007

Сравнение выходов фотоядерных реакций на изотопах гафния с расчетами в рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций и по программе TALYS

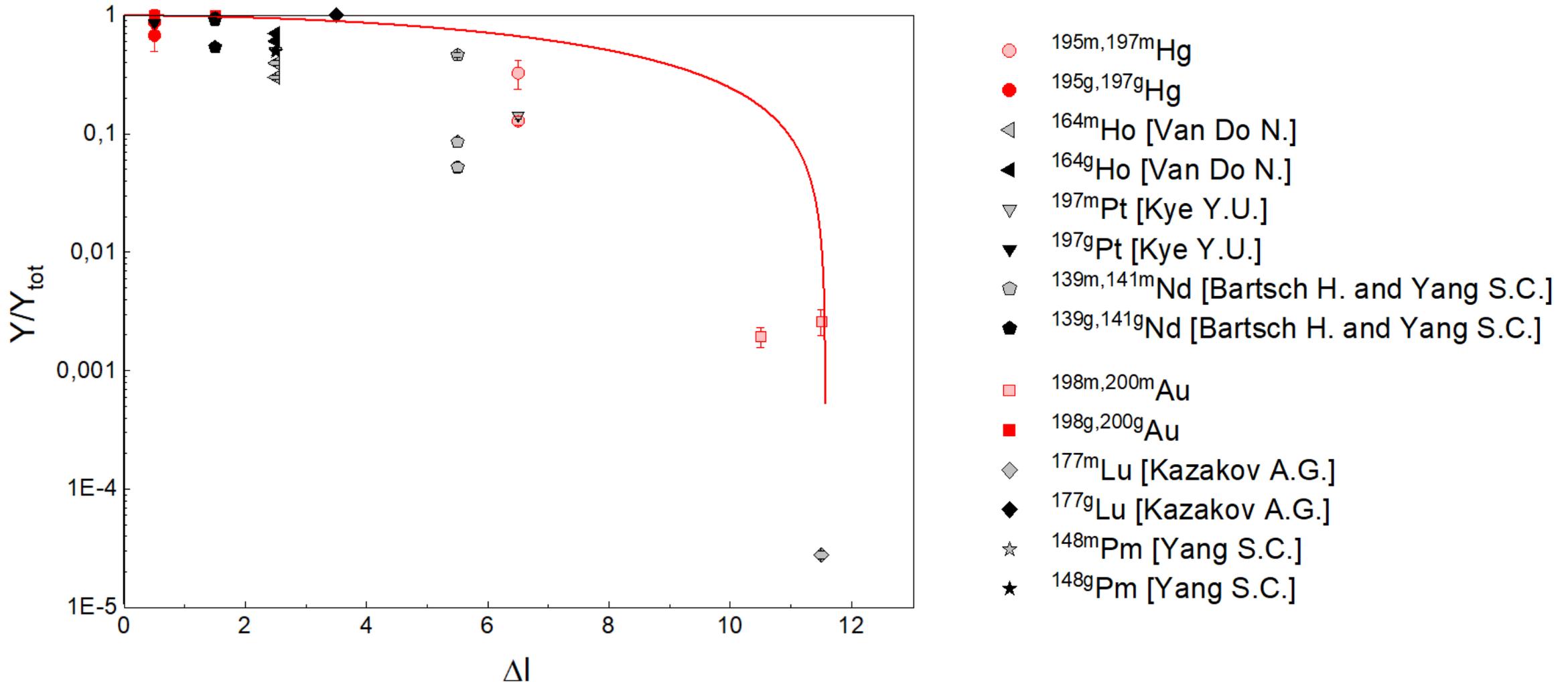
Изотоп	Реакция получения изотопа	E_{thr} , MeV	Y_{exp} , 1/e	Y_{CMPR} , 1/e	Y_{TALYS} , 1/e
^{173}Hf	$^{nat}\text{Hf}(\gamma, xn) =$		$(2.54 \pm 0.15) \cdot 10^{-7}$	$3.50 \cdot 10^{-7}$	$4.21 \cdot 10^{-7}$
	$0.0016 \cdot ^{174}\text{Hf}(\gamma, n) +$	14.9		$7.44 \cdot 10^{-8}$	$7.00 \cdot 10^{-8}$
	$0.00526 \cdot ^{176}\text{Hf}(\gamma, 3n) +$	23.4		$8.33 \cdot 10^{-8}$	$1.08 \cdot 10^{-7}$
	$0.186 \cdot ^{177}\text{Hf}(\gamma, 4n) +$	29.8		$1.09 \cdot 10^{-7}$	$1.37 \cdot 10^{-7}$
	$0.2728 \cdot ^{178}\text{Hf}(\gamma, 5n)$	37.4		$8.35 \cdot 10^{-8}$	$1.06 \cdot 10^{-7}$
^{175}Hf	$^{nat}\text{Hf}(\gamma, xn) =$		$(4.39 \pm 0.13) \cdot 10^{-6}$	$5.39 \cdot 10^{-6}$	$6.10 \cdot 10^{-6}$
	$0.0526 \cdot ^{176}\text{Hf}(\gamma, n) +$	8.2		$2.38 \cdot 10^{-6}$	$2.36 \cdot 10^{-7}$
	$0.186 \cdot ^{177}\text{Hf}(\gamma, 2n) +$	14.6		$2.48 \cdot 10^{-6}$	$2.81 \cdot 10^{-6}$
	$0.2728 \cdot ^{178}\text{Hf}(\gamma, 3n)$	22.2		$5.29 \cdot 10^{-7}$	$9.28 \cdot 10^{-7}$
^{177}Lu	$^{nat}\text{Hf}(\gamma, 1pxn) =$		$(11.7 \pm 0.72) \cdot 10^{-8}$	$1.95 \cdot 10^{-7}$	$4.52 \cdot 10^{-8}$
	$0.2728 \cdot ^{178}\text{Hf}(\gamma, 1p) +$	7.3		$1.50 \cdot 10^{-7}$	$1.82 \cdot 10^{-8}$
	$0.1362 \cdot ^{179}\text{Hf}(\gamma, 1p1n) +$	11.2		$2.28 \cdot 10^{-8}$	$1.32 \cdot 10^{-8}$
	$0.3508 \cdot ^{180}\text{Hf}(\gamma, 1p2n)$	12.3		$2.27 \cdot 10^{-8}$	$1.38 \cdot 10^{-8}$
^{178}Lu	$^{nat}\text{Hf}(\gamma, 1pxn) =$		$(1.88 \pm 0.20) \cdot 10^{-8}$	$1.12 \cdot 10^{-7}$	$3.50 \cdot 10^{-8}$
	$0.1362 \cdot ^{179}\text{Hf}(\gamma, 1p) +$	7.4		$7.32 \cdot 10^{-8}$	$7.33 \cdot 10^{-9}$
	$0.3508 \cdot ^{180}\text{Hf}(\gamma, 1p1n)$	12.6		$3.93 \cdot 10^{-8}$	$2.76 \cdot 10^{-8}$
^{179}Lu	$0.3508 \cdot ^{180}\text{Hf}(\gamma, 1p)$	8.0	$(2.09 \pm 0.21) \cdot 10^{-7}$	$1.63 \cdot 10^{-7}$	$1.58 \cdot 10^{-8}$

Исследование выходов и сечений многонуклонных фотоядерных реакций при различных энергиях тормозного излучения (совместная работа с ОИЯИ)



Относительные выходы реакций $^{59}\text{Co}(\gamma, 4n)^{55}\text{Co}$ и $^{59}\text{Co}(\gamma, 3n)^{56}\text{Co}$, полученные в совместной работе с ОИЯИ (закрашенные квадраты) и в других экспериментах (незакрашенные квадраты и круги), а также теоретически рассчитанные значения с использованием различных моделей для силовых функций в программе TALYS

Изомерные отношения для средних и тяжелых ядер



Зависимость выходов метастабильного (светлые точки) и основного (полностью закрашенные точки) состояний от модуля разности спинов продукта реакции и мишени $\Delta I = |I_p - I_t|$

Будущие работы

- В НИИЯФ МГУ разработан проект линейного ускорителя электронов на энергию 35 МэВ с высоким средним током от 100 мкА до 1 мА. Благодаря шагу по энергии 1 МэВ станет возможным изучение роли изоспинового расщепления при распаде гигантского дипольного резонанса. Использование такого ускорителя позволит исследовать и нарабатывать медицинские изотопы в количествах, необходимых для доклинических исследований.
- В Национальном центре физики и математики в г. Саров планируется создание установки, основанной на эффекте обратного комптоновского рассеяния фотонов на релятивистских электронах (ИКИ НЦФМ). Для того, чтобы в полной мере использовать преимущества ИКИ НЦФМ разрабатываются новые методики измерений. В частности, одни из первых экспериментов планируется проводить с использованием активационного анализа. Для оценки возможностей проведения активационных экспериментов на пучке ИКИ НЦФМ по измерению сечений фотоядерных реакций необходимо, прежде всего, провести оценку возможных сечений этих реакций и оптимизировать мишени с учетом углового разброса пучка гамма-квантов и возможной интенсивности пучка.
- Продолжение совместной работы с ОИЯИ по изучению фотоядерных реакций при различной энергии тормозного излучения.

Результаты работы

Результаты работ по исследованию фотоядерных реакций представлены в 7 статьях в рецензируемых научных журналах:

1. С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, А.А. Просняков, А.Д. Федорова, В.В. Ханкин В.В., **Н.Ю. Фурсова**. Фотоядерные реакции на изотопе иттрия ^{89}Y . Ученые Записки Физического Факультета МГУ, № 3, 2019.
2. С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, А.А. Просняков, **Н.Ю. Фурсова**, В.В. Ханкин. Исследование фотонейтронных реакций, приводящих к образованию и распаду изотопа ^{102}Pd . Ядерная физика, 83(6):474–481, 2020.
(переводная версия: S.S. Belyshev, B.S. Ishkhanov, A.A. Kuznetsov, A.A. Prosnyakov, **N.J. Fursova**, V.V. Khankin. Investigation of photoneutron reactions leading to the production and decay of the isotope ^{102}Pd . Physics of Atomic Nuclei, 83(6):786–794, 2020.)
3. С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, В.Н. Орлин, А.А. Просняков, **Н.Ю. Фурсова**, В.В. Ханкин. Фоторасщепление изотопов палладия. Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия, (6): 3–27, 2020.
(переводная версия: S. S. Belyshev, B. S. Ishkhanov, 3, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, A. A. Prosnyakov, **N.J. Fursova**, V.V. Khankin. Photodisintegration of Palladium Isotopes. Moscow University Physics Bulletin, 75(6): 513–539, 2020)

4. F.A. Rasulova, R.A. Aliev, S.S. Belyshev, M.A. Demichev, D.L. Demin, S.A. Evseev, **N.J. Fursova**, M.I. Gostkin, J.H. Khushvaktov, V.V. Kobets, A.A. Kuznetsov, S.V. Rozov, E.T. Ruziev, T.N. Tran, E.A. Yakushev, B.S. Yuldashev. Multiparticle $^{nat}\text{Se}(\gamma, xnyp)$ reactions induced with bremsstrahlung end-point energies of 20–80 MeV. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 1054, 2023. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168428>

5. F. A. Rasulova, R. A. Aliev, S.S. Belyshev, A.A. Kuznetsov, V.V. Khankin, **N.Yu. Fursova**, A.A. Shemukhin. Photonuclear Reactions on Natural Mixture of Selenium. Phys. Atom. Nuclei **86**, 725–735 (2023). <https://doi.org/10.1134/S1063778823050356>

6. F.A. Rasulova, N.V. Aksenov, S.I. Alekseev, R.A. Aliev, S.S. Belyshev, I. Chuprakov, **N.Yu. Fursova**, A.S. Madumarov, J.H. Khushvaktov, A.A. Kuznetsov. Photonuclear reactions on stable isotopes of selenium at bremsstrahlung end-point energies of 10–23 MeV. Chinese Physics C, 48(2), 2024. 10.1088/1674-1137/ad11e4

7. F.A. Rasulova, S.S. Belyshev, M.A. Demichev, D.L. Demin, S.A. Evseev, **N.Yu. Fursova**, M.I. Gostkin, J.H. Khushvaktov, V.V. Kobets, A.A. Kuznetsov. Photonuclear reactions on ^{59}Co at bremsstrahlung end-point energies of 40-130 MeV. Chinese Physics C 48 (11), 2024. 10.1088/1674-1137/ad6d41

Результаты исследований были представлены на международных («NUCLEUS», «XXIV Харитоновские тематические научные чтения по проблемам ускорительной техники и физики высоких энергий») и всероссийских конференциях («Ломоносовские чтения», «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине), III Всероссийской школе-семинаре НЦФМ по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорительной технике.

Спасибо за внимание!