

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА**

С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов,
А.С. Курилик, К.А. Стопани, С.Ю. Троцкий

**ВЫХОДЫ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{197}Au НА ТОРМОЗНОМ
ПУЧКЕ ФОТОНОВ С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 29,1 МЭВ**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2010-2/859

Москва, 2010

УДК 539.172.3

С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик,

К.А. Стопани, С.Ю. Трошиев

e-mail: sergey.troschiev@googlemail.com

**ВЫХОДЫ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{197}Au НА ТОРМОЗНОМ ПУЧКЕ
ФОТОНОВ С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 29,1 МЭВ**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2010-2/859

Аннотация

С использованием гамма-активационной методики на пучке тормозного излучения с максимальной энергией 29,1 МэВ измерены выходы фотоядерных реакций на ядре ^{197}Au . Полученные результаты сравниваются с ранее выполненными экспериментами и результатами теоретических расчетов.

S. S. Belyshev, A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, A. A. Kuznetsov, A. S. Kurilik,

K. A. Stopani, S. Yu. Troschiev

YIELDS OF PHOTONUCLEAR REACTIONS ON ^{197}Au AT 29,1 MEV BREMSSTRAHLUNG

Preprint MSU SINP N 2010-2/859

Abstract

Yields of photoneutron reactions on ^{197}Au were measured on the bremsstrahlung photon beam with maximum energy 29,1 MeV using gamma-activation analysis. Experiment results are compared with earlier experimental works and theoretical calculations.

© С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов,

А.С. Курилик, К.А. Стопани, С.Ю. Трошиев

© НИИЯФ МГУ, 2010, <http://www.sinp.msu.ru>

Введение

Экспериментальные данные по сечениям фотоядерных реакций в области дипольного гигантского резонанса (ДГР) являются основой как для понимания особенностей структуры атомных ядер, связанных с симметриями ядра и с их нарушением [1], так и для создания теоретических моделей, описывающих ДГР [2]. В данной работе исследуются фотоядерные реакции на ядре ^{197}Au .

Ранее сечения фотоядерных реакций на ^{197}Au были измерены независимо в трех лабораториях: в экспериментах на пучках квазимонохроматических гамма-квантов в Саклэ [3] и Ливерморе [4] и на тормозном пучке в Москве [5]. Несмотря на то, что измеренные сечения имеют одинаковые особенности поведения в зависимости от энергии, они ощутимо отличаются друг от друга. Это различие обусловлено методикой анализа экспериментальных данных и, в частности, с разделением каналов реакции различной множественности.

Для разделения нейтронов по множественности был предложен метод [6], основанный на анализе экспериментальных данных по сечению реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, измеряемому непосредственно в эксперименте.

Гамма-активационный метод анализа выходов фотоядерных реакций позволяет сопоставить реакции различной множественности и тем самым независимым способом сравнить сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ и эффективность предложенного в [6] метода.

Целью настоящей работы являлось измерение выходов реакций различной множественности на изотопе ^{197}Au в области энергии ДГР методом гамма-активации, анализу полученных результатов и сравнению их с данными из работ [3-6].

Методика эксперимента

Пучок электронов, ускоренных до энергии 29,1 МэВ в разрезном микротроне RTM-70 [7], попадал на тормозную мишень из вольфрама толщиной 2,5 мм. Непосредственно за тормозной мишенью на оси пучка располагался образец ^{197}Au толщиной 100 мкм (рис. 1). Облучение продолжалось 3 часа 23 минуты. В ходе облучения в образце ^{197}Au происходили фотоядерные реакции с выбиванием нуклонов, в результате которых и последующего бета-распада образовывались изотопы Au, Pt, Ir и Os.

На рис. 2 показана часть N-Z диаграммы атомных ядер, на которой можно увидеть различные изотопы, образующиеся при облучении ^{197}Au тормозным гамма-излучением с верхней границей 29,1 МэВ. В табл. 1 приведены пороги фотоядерных реакций с выбиванием нуклонов, которые могут происходить при этой энергии.

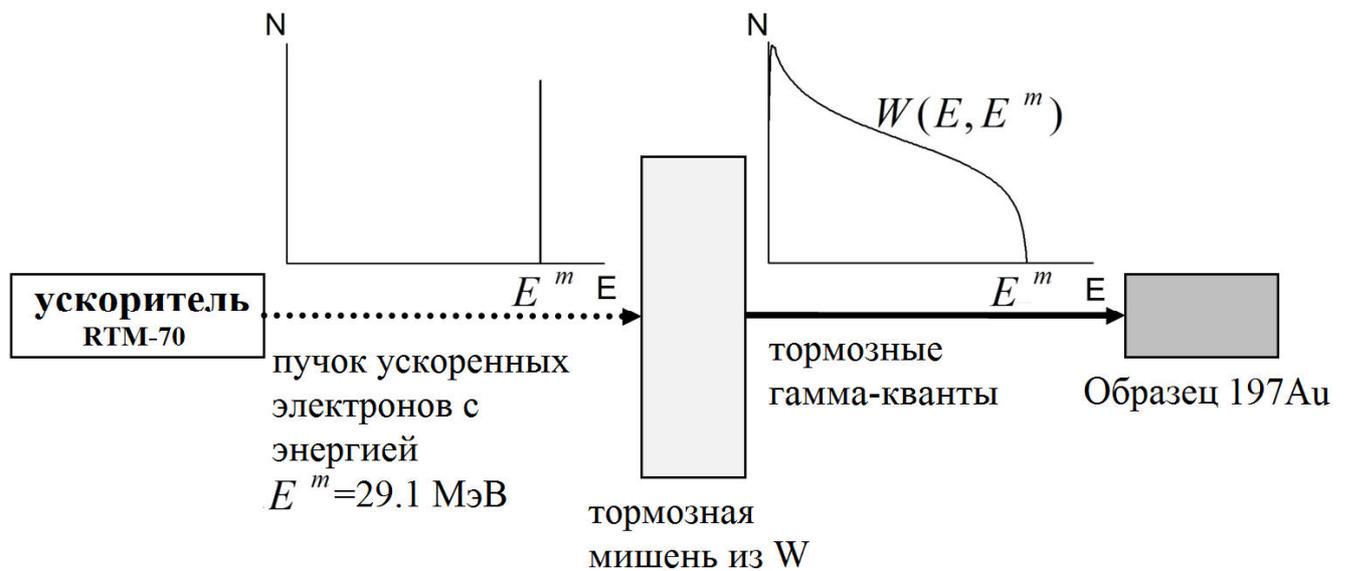


Рис. 1. Схема эксперимента на тормозном пучке. На рисунке изображены спектры электронов и тормозных гамма-квантов $W(E, E_m)$.

Hg 195 40 h 9,5 h γ (37...) e^- ; e^- γ 560; 388... m	Hg 196 0,15 σ 110 + 3000	Hg 197 23,8 h 64,1 h γ 134... e^- e^- γ 77; 191... g	Hg 198 9,97 σ 0,017 + 2	Hg 199 42,6 m 16,87 γ 158; 374... e^- σ 2100	Hg 200 23,10 σ < 60
Au 194 38,0 h e^- β^+ 1,5... γ 328; 294; 1469...	Au 195 30,5 s 186,1 d γ 262... e^- g	Au 196 9,7 h 8,2 s 6,2 d γ 148; 188... e^- γ (85) e^- β^- 0,3 γ 356; 333; 426...	Au 197 7,73 s 100 γ 279... e^- σ 98,7	Au 198 2,30 d 2,6943 d γ 215; 97; 180; 204... β^- 1,0; 1,4... γ 412... σ 26500	Au 199 3,139 d β^- 0,3; 0,5... γ 158; 208... g σ 30
Pt 193 4,33 d ~ 50 a γ (136...) e^- e^- no γ g	Pt 194 32,9 σ 0,1 + 1,1	Pt 195 4,02 d 33,8 γ 99; 130... e^- σ 28	Pt 196 25,3 σ 0,045 + 0,55	Pt 197 94,4 m 18,3 h γ 346... e^- β^- 0,7 m β^- 0,6; 0,7... γ 77; 191... e^- ; g	Pt 198 7,2 σ 0,027 + 4,0
Ir 192 241 a 1,4 m 73,83 d γ (155) e^- g β^- 0,7... γ 317; 468...; g σ 1500 + ?	Ir 193 10,53 d 62,7 γ (80) e^- σ 6 + 105	Ir 194 171 d 19,15 h β^- γ 483; 328... β^- 2,2... γ 328; 294... σ 1500	Ir 195 3,8 h 2,5 h β^- 0,4; 1,0... γ 320; 433; 685; 365... γ ; g; m β^- 1,0; 1,1... γ 99; 211... g	Ir 196 1,40 h 52 s β^- 1,2... γ 394; 521; 356; 447; 647... β^- 3,2... γ 356; 779; 447... 333...	Ir 197 8,9 m 5,8 m β^- 2,0... β^- γ 470; 431; 816...
Os 191 13,10 h 15,4 d γ (74) e^- β^- 0,1 m σ 380	Os 192 6,1 s 41,0 γ 569; 206; 453; 302; 485... σ 2,0	Os 193 30,11 h β^- 1,1... γ 139; 460; 73...; g σ 40	Os 194 6,0 a β^- 0,1... γ 43 e^- g	Os 195 6,5 m β^- 2 g	Os 196 34,9 m β^- 0,8... γ 408; 126... g

Рис. 2. Ядра, образующиеся в фотоядерных реакциях на ^{197}Au при облучении тормозными фотонами с максимальной энергией 29,1 МэВ.

Табл. 1. Пороги фотоядерных реакций на ^{197}Au и периоды полураспада продуктов этих реакций.

Реакция	Продукт реакции	Порог реакции, МэВ	Период полураспада продукта реакции
$(\gamma, 1n)$	^{196}Au	8,07	6.18 дней
$(\gamma, 2n)$	^{195}Au	14,71	186 дней
$(\gamma, 3n)$	^{194}Au	23,09	38.02 часов
$(\gamma, 1p)$	^{196}Pt	5,78	<i>стабильный</i>
$(\gamma, 1p1n)$	^{195}Pt	13,7	<i>стабильный</i>
$(\gamma, 1p2n)$	^{194}Pt	19,81	<i>стабильный</i>
$(\gamma, 1p3n)$	^{193}Pt	28,17	50 лет
$(\gamma, 2p)$	^{195}Ir	14,03	2.5 часа
$(\gamma, 2p1n)$	^{194}Ir	21,26	19.28 часов
$(\gamma, 2n2p)$	^{193}Ir	27,33	<i>стабильный</i>
$(\gamma, 3p)$	^{194}Os	20,58	6.0 лет
$(\gamma, 3p1n)$	^{193}Os	27,69	30.11 часов

После облучения спектр остаточной гамма-активности образца ^{197}Au был измерен детектором из сверхчистого германия Canberra GC3019 [8]. Временная диаграмма облучения и последующего измерения наведенной гамма-активности показана на рис. 3. При обоих измерениях облученный образец ^{197}Au был расположен вплотную к детектору. За все время измерения было измерено 2437 спектров. На рис. 4 изображены спектры, измеренные в различные временные интервалы.



Рис. 3. Время облучения образца ^{197}Au и время измерения остаточной активности.

В спектре выделялись пики, соответствующие гамма-переходам в ядрах, образующихся при бета-распаде продуктов фотоядерных реакций. Идентификация пиков происходила по их энергии и времени жизни.

Сечение фотоядерной реакции $\sigma(E)$ связано с выходом реакции $Y(E_m)$ соотношением

$$Y(E_m) = n \frac{I}{e} \int_0^{E_m} \sigma(E) W(E, E_m) dE,$$

где I – ток электронного пучка в ускорителе, e – заряд электрона, n – количество ядер в образце, $W(E, E_m)$ – тормозной спектр с максимальной энергией E_m .

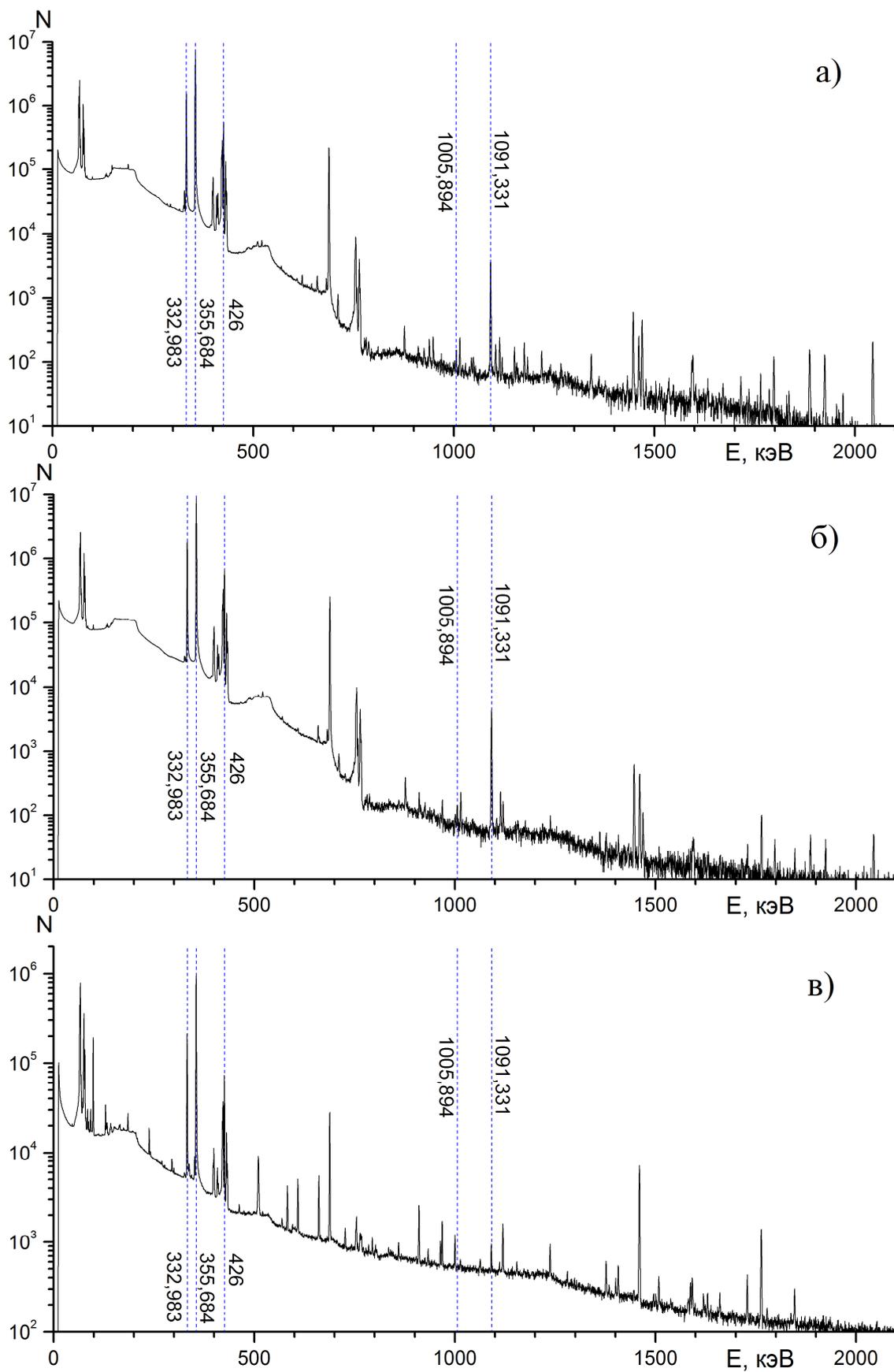


Рис. 4. Спектр остаточной активности. (а) – первый день измерений, (б) – последние два дня первого измерения, (в) – последний месяц второго измерения. Указаны гамма-переходы, соответствующие распаду ^{196}Au .

Выход реакции в гамма-активационном эксперименте находится по формуле

$$Y(E_m) = \frac{\lambda \cdot A}{eff \cdot I(1 - e^{-\lambda t_i})e^{-\lambda t_d}(1 - e^{-\lambda t_m})}, \quad (1)$$

где λ – постоянная распада образующегося ядра (табличное значение), eff – эффективность регистрации детектором соответствующей гамма-линии, I – интенсивность линии, t_i – время облучения, t_d – время между концом облучения и началом измерения спектра, t_m – продолжительность измерения спектра, A – количество отсчетов детектора, соответствующих выбранной гамма-линии спектра остаточной активности ^{197}Au (площадь под соответствующим пиком в спектре). При нахождении выходов использовалась эффективность детектора eff с учетом самопоглощения в образце ^{197}Au , рассчитанная при помощи GEANT4 [8].

Если образующееся в фотоядерной реакции ядро имеет одно или несколько метастабильных состояний, то после вылета нуклона это ядро может оказаться в одном из этих состояний. Гамма-активационный эксперимент позволяет определить выход фотоядерных реакций с образованием ядра как в основном состоянии, так и в метастабильном.

Так как измерения гамма-спектров начались через пять минут после окончания облучения, изотопы и состояния, имеющие время жизни менее 1 минуты в эксперименте не наблюдались.

Все результаты по выходам различных реакций приведены в относительных единицах. Окончательные результаты нормированы на выходы реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$.

Реакция $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$

В результате выбивания нейтрона из ядра ^{197}Au может образоваться ядро ^{196}Au как в основном состоянии, так и в двух метастабильных состояниях $^{196m1}\text{Au}$ и $^{196m2}\text{Au}$. Основное состояние ^{196}Au имеет период полураспада 6,18 дней. Схема его распада приведена на рис. 5 (здесь и далее при построении схем использовалась база данных [9] и интерфейс для нее [10]). Наиболее интенсивные гамма-линии, образующиеся при распаде ^{196}Au , и их интенсивности приведены в табл. 2. Эти линии наблюдаются в спектрах первого измерения (рис. 4), а наиболее интенсивные из них – и в спектрах начала второго измерения. Чтобы удостовериться в том, что наблюдаемые линии образуются при распаде изотопа ^{196}Au , были измерены изменения их интенсивностей с течением времени (рис. 6-10). Периоды полураспада линий приведены в табл. 3. Скорость уменьшения их интенсивности соответствует скорости распада ^{196}Au .

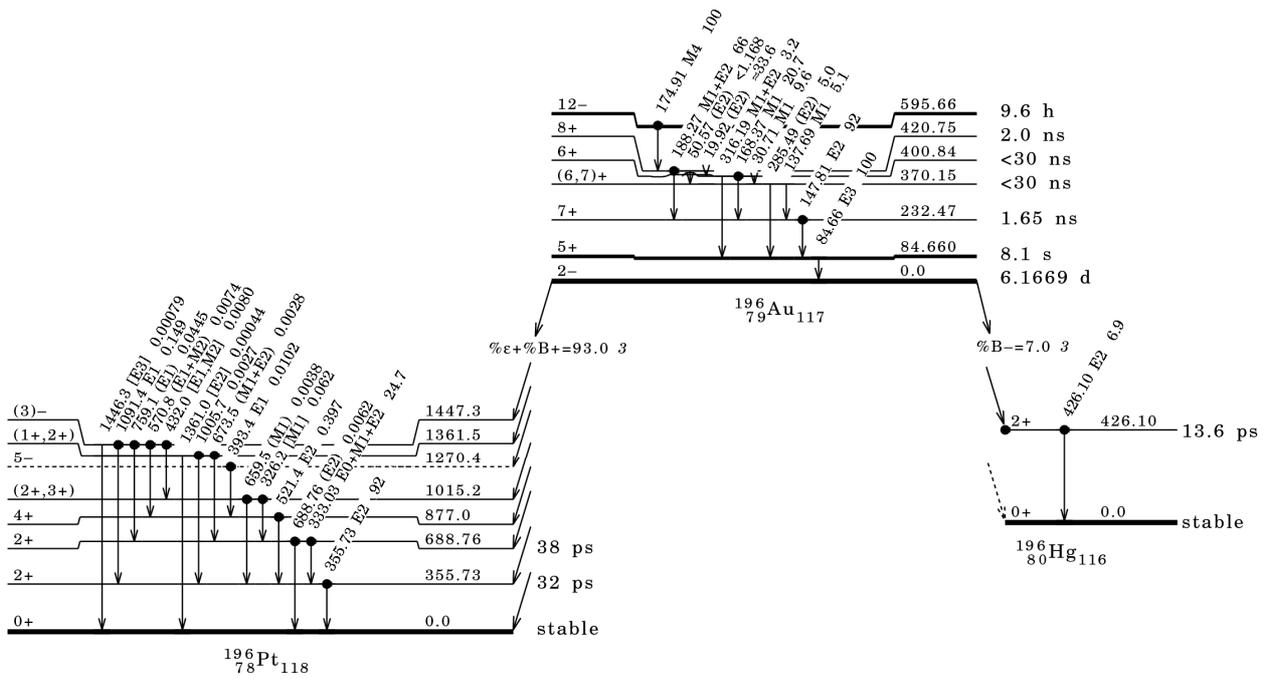


Рис. 5. Распад ядра ^{196}Au .

Табл. 2. Гамма-кванты, образующиеся при бета-распаде ядра ^{196}Au .

Е, кэВ	I, %
332,983	22,9
355,684	87
426	7
1005,894	0,0027
1091,331	0,149

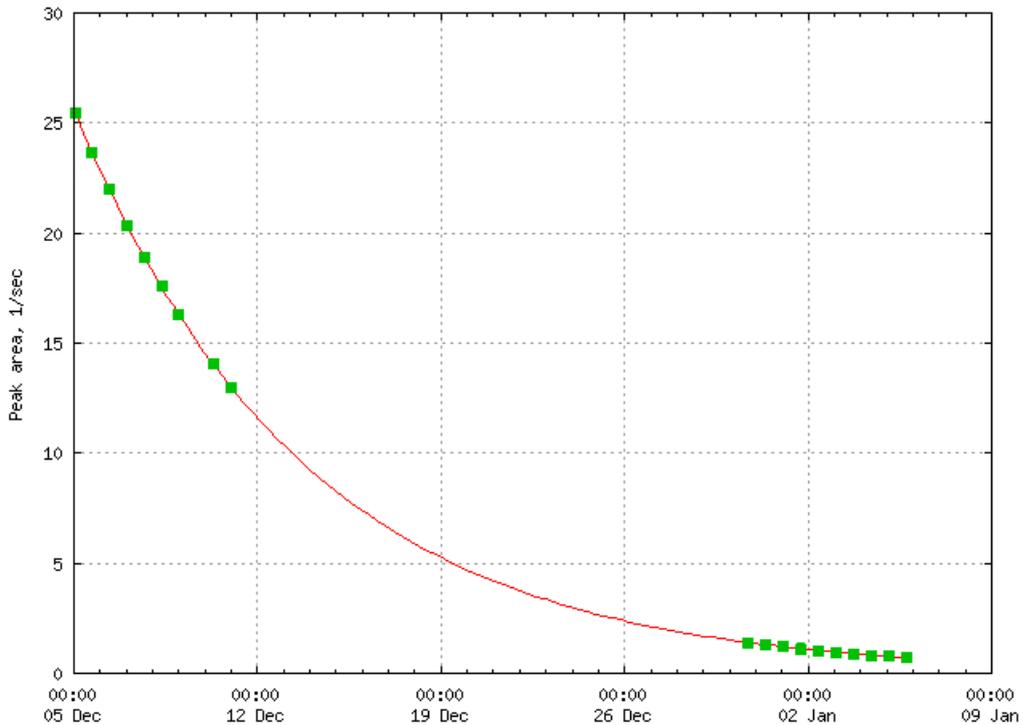


Рис. 6. Уменьшение интенсивности линии 332.98 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2} = 6,13$ дней.

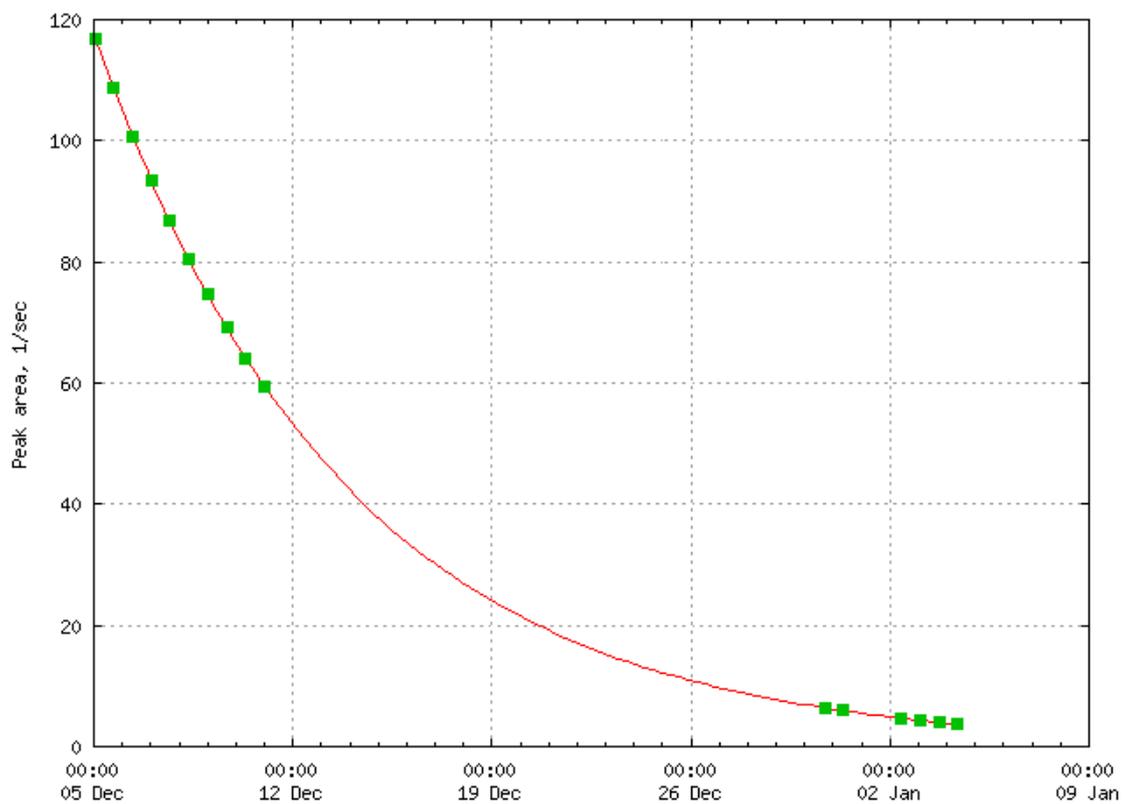


Рис. 7. Уменьшение интенсивности линии 355.68 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=6,12$ дней.

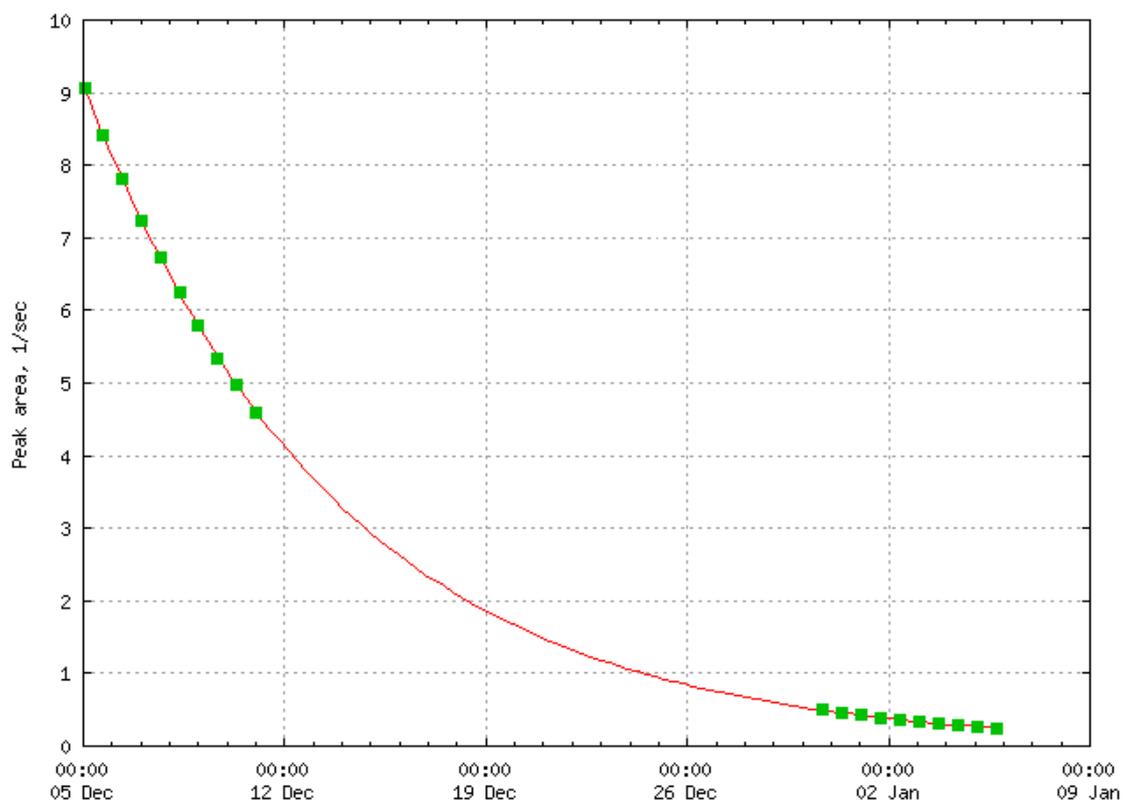


Рис. 8. Уменьшение интенсивности линии 426,00 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=6,12$ дней.

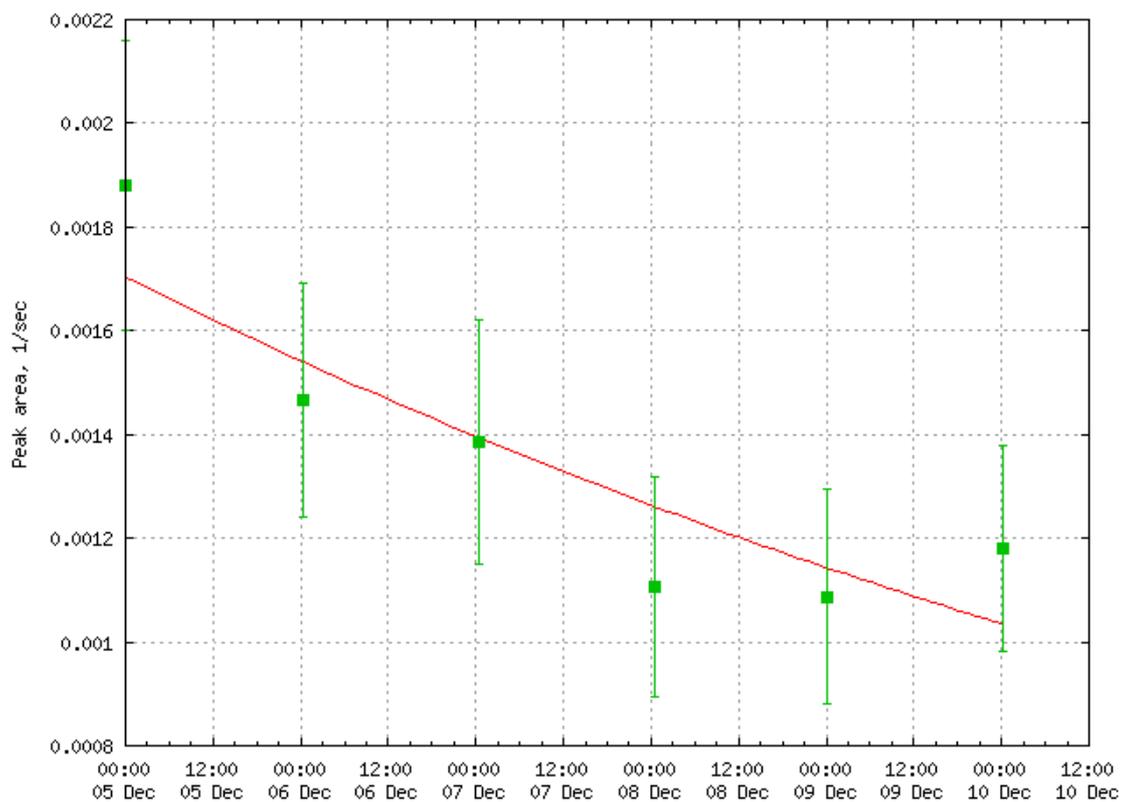


Рис. 9. Уменьшение интенсивности линии 1005,894 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=7$ дней.

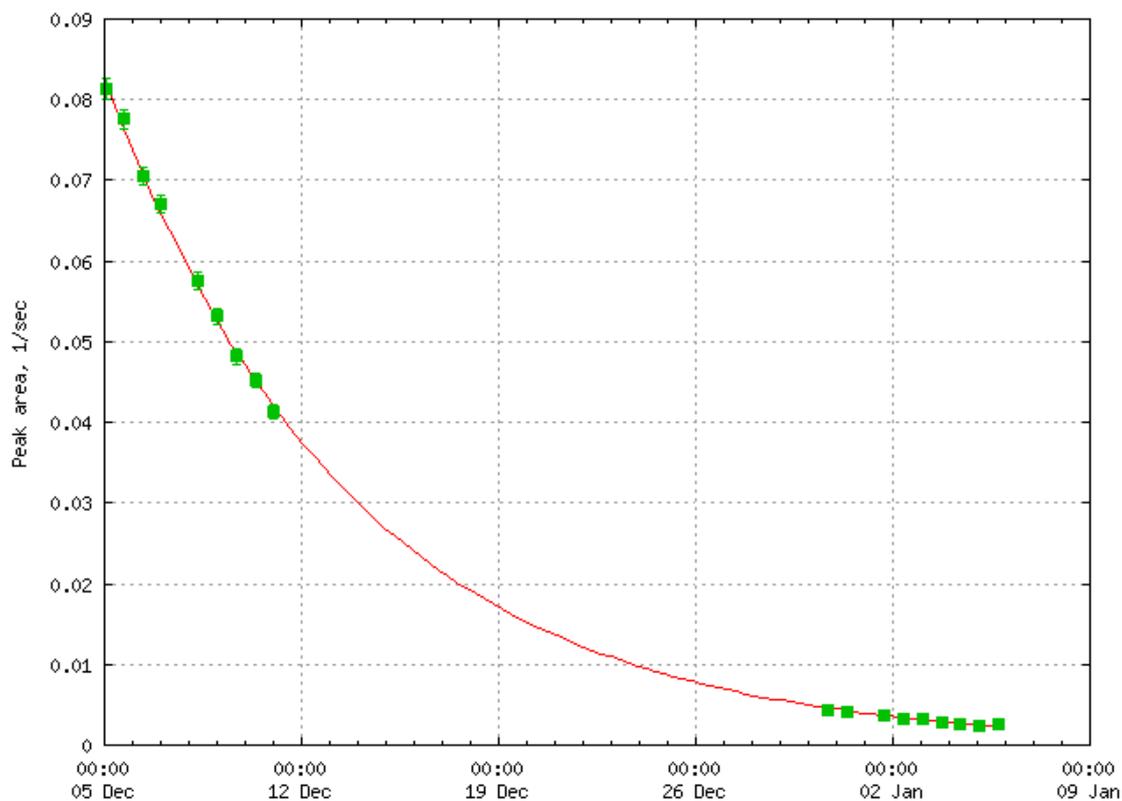


Рис. 10. Уменьшение интенсивности линии 1091,331 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=6,16$ дней.

По площади соответствующих пиков в спектре на основе формулы (1) был рассчитан выход реакции ($\gamma, 1n$) на ядре ^{197}Au с образованием ядра ^{196}Au в основном состоянии. В табл. 3 приведены выходы, определенные по наиболее интенсивным линиям, так как выходы, определенные по менее интенсивным линиям сильно искажены из-за сложения фотонов в детекторе. Такое сложение связано с каскадными девозбуждениями ядер с последовательным испусканием нескольких гамма-квантов за время меньшее, чем временное разрешение детектора. Этот эффект обычно ослабляет наиболее интенсивные линии (до десятков процентов) и усиливает менее интенсивные линии (до нескольких порядков).

В случае ^{196}Au за счет возможности распада по бета-минус каналу на ^{196}Hg имеется возможность определить выход, не подверженный ошибкам из-за сложения пиков. Единственной линией в спектре гамма-квантов, соответствующей распаду ^{196}Au с образованием ^{196}Hg , является линия 426 кэВ. Этот переход не ослабляется и не усиливается за счет сложения в детекторе. Поэтому выход, определенный по этой линии является наибольшим из всех, определенных по интенсивным линиям. Так как выходы реакции ($\gamma, 1n$), определенные по другим интенсивным линиям в спектрах, хорошо согласуются с выходом, определенным по линии 426 кэВ, оцененным выходом реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ будем считать выход, определенный по этой линии.

Табл. 3. Выход реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$ (приведены только статистические погрешности).

Е, кэВ	$Y(E_m)$	$T_{1/2}$ (эксп.), дни	$T_{1/2}$ (табл.), дни
332,983	$(1,460 \pm 0,001) \cdot 10^5$	6,13	6,18
355,684	$(1,864 \pm 0,001) \cdot 10^5$	6,12	
426	$(2,032 \pm 0,003) \cdot 10^5$	6,12	
1005,894	$(1,8 \pm 0,3) \cdot 10^5$	7,00	
1091,331	$(2,00 \pm 0,02) \cdot 10^5$	6,16	
оцененный выход	$(2,03 \pm 0,01) \cdot 10^5$		

Выход реакции ($\gamma, 1n$) с образованием первого метастабильного состояния $^{196m1}\text{Au}$ ($E=84,66$ кэВ) нельзя измерить в данном эксперименте, так как время жизни этого состояния составляет 8,1 секунду, то есть все образовавшиеся во время облучения ядра распадутся еще до начала измерения.

Второе метастабильное состояние $^{196m2}\text{Au}$ ($E=595,66$ кэВ) имеет период полураспада 9,6 часов. Схема распада метастабильного состояния показана на рис. 5. Распад $^{196m2}\text{Au}$ можно зарегистрировать по двум гамма-линиям: 147.81 кэВ с интенсивностью 43% и 188.27 кэВ с интенсивностью 37,4%. Обе эти линии видны в измеренных спектрах (рис. 11) и имеют время жизни, соответствующее времени жизни изомера (рис. 12-13). Найденный из

анализа интенсивности этих пиков выход изомера приведен в табл. 4. В результате усреднения получены оцененные значения выхода изомера $^{196m2}\text{Au}$ $Y(E_m)=102\pm 10$.

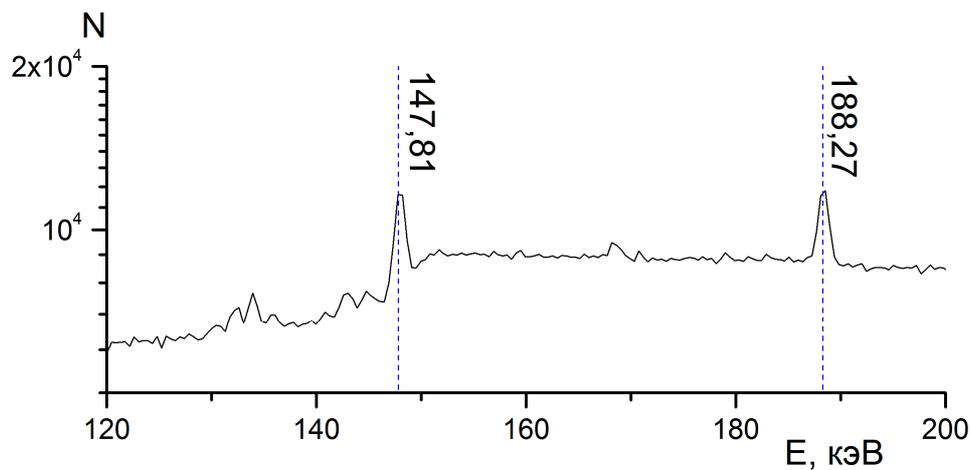


Рис. 11. Гамма-переходы в измеренном спектре остаточной активности, соответствующие распаду $^{196m2}\text{Au}$.

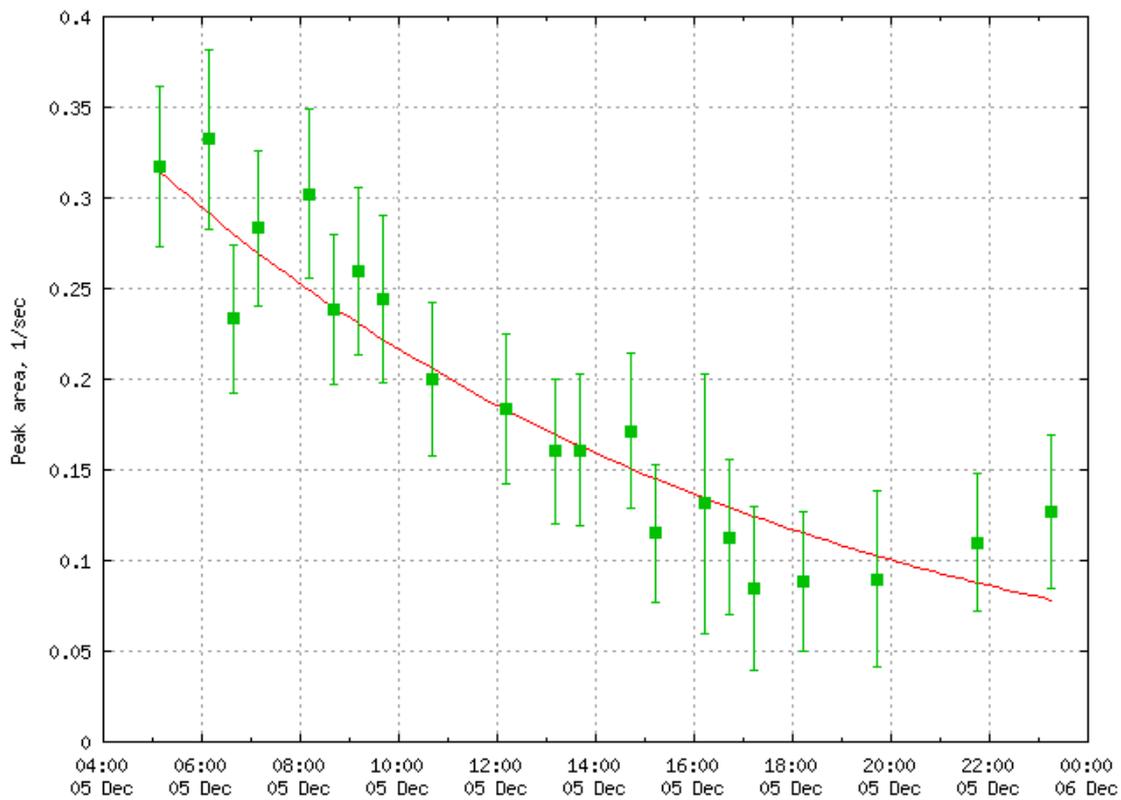


Рис. 12. Уменьшение интенсивности линии 147.81 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=9,01$ часов.

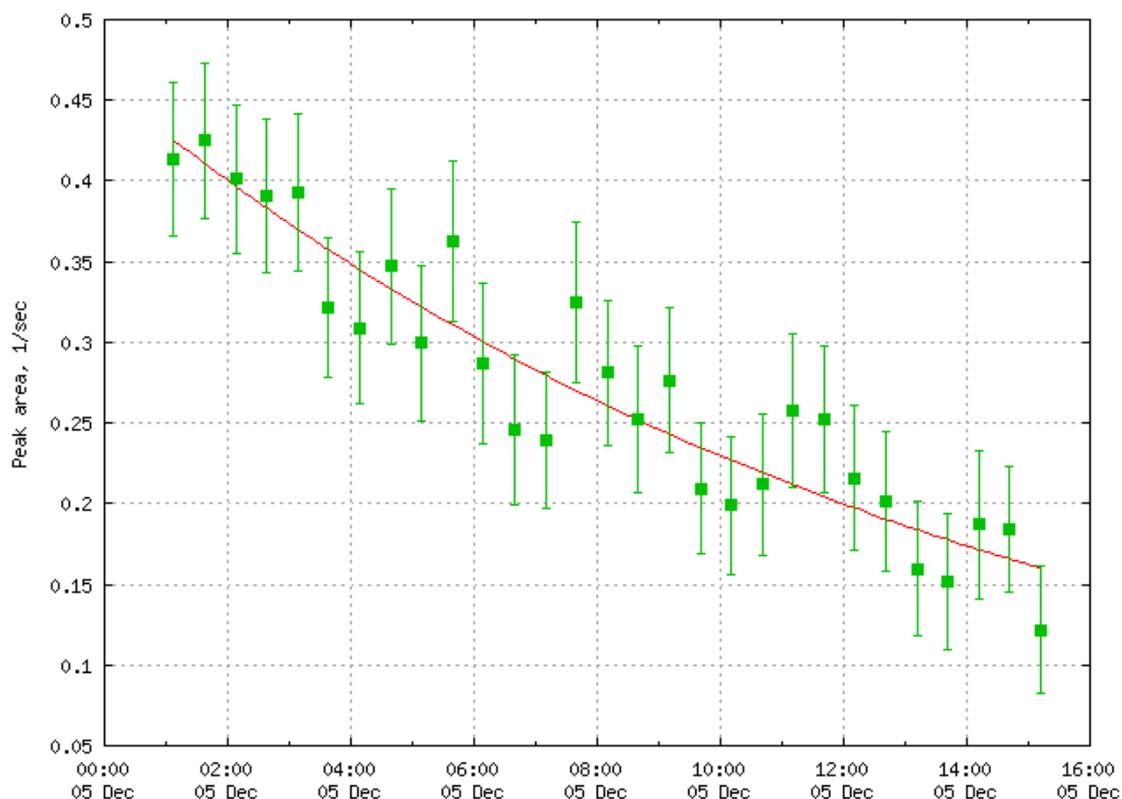


Рис. 13. Уменьшение интенсивности линии 188.27 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2} = 9,96$ часов.

Табл. 4. Выход реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,1n)^{196\text{m}}\text{Au}$ (приведены только статистические погрешности).

Е, кэВ	$Y(E_m)$	$T_{1/2}$ (эксп.), часы	$T_{1/2}$ (табл.), часы
147.81	102 ± 7	9,01	9,6
188.27	102 ± 8	9,96	
оцененный выход	102 ± 10		

Реакция $^{197}\text{Au}(\gamma,2n)$

В результате реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,2n)$ ядро ^{195}Au может образовываться в основном состоянии с периодом полураспада 186,09 дней и в метастабильном состоянии $^{195\text{m}}\text{Au}$ (318,58 кэВ) с периодом полураспада 30,5 секунд. За время между облучением и началом измерения спектра все ядра изомера распадаются в основное состояние, поэтому в данном эксперименте невозможно определить выход изомера $^{195\text{m}}\text{Au}$.

В результате бета-распада ^{195}Au превращается в ^{195}Pt , и в спектре гамма-переходов ^{195}Pt наблюдаются две интенсивные гамма-линии: 98,85 кэВ с интенсивностью 10,9% и 129,70 кэВ с интенсивностью 0,818% (рис. 14). Обе эти линии видны как в первом, так и во втором измерении (рис. 15). Зависимость их интенсивности от времени показана на рис. 16

и 17. Время их жизни соответствует времени жизни ядра ^{195}Au . В результате усреднения получены оцененные значения выхода изотопа ^{195}Au $Y(E_m) = (3,43 \pm 0,04) \cdot 10^4$.

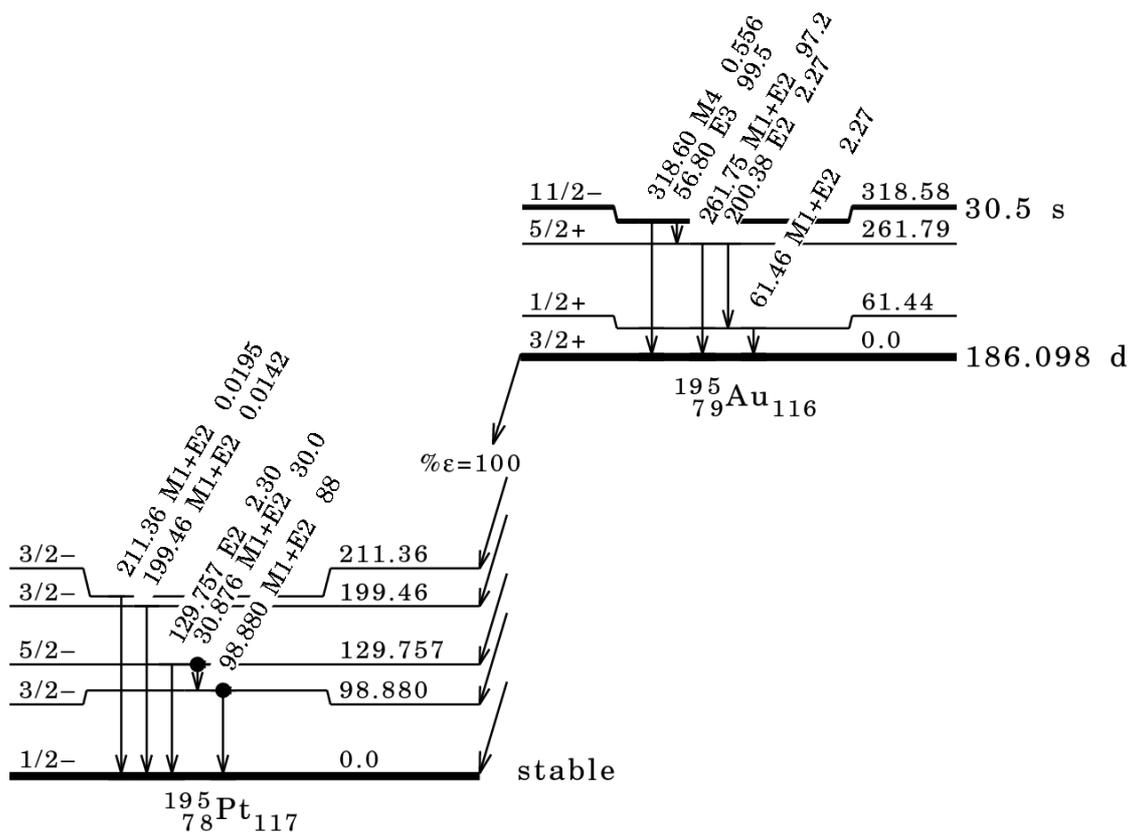


Рис. 14. Схема распада ^{195}Au .

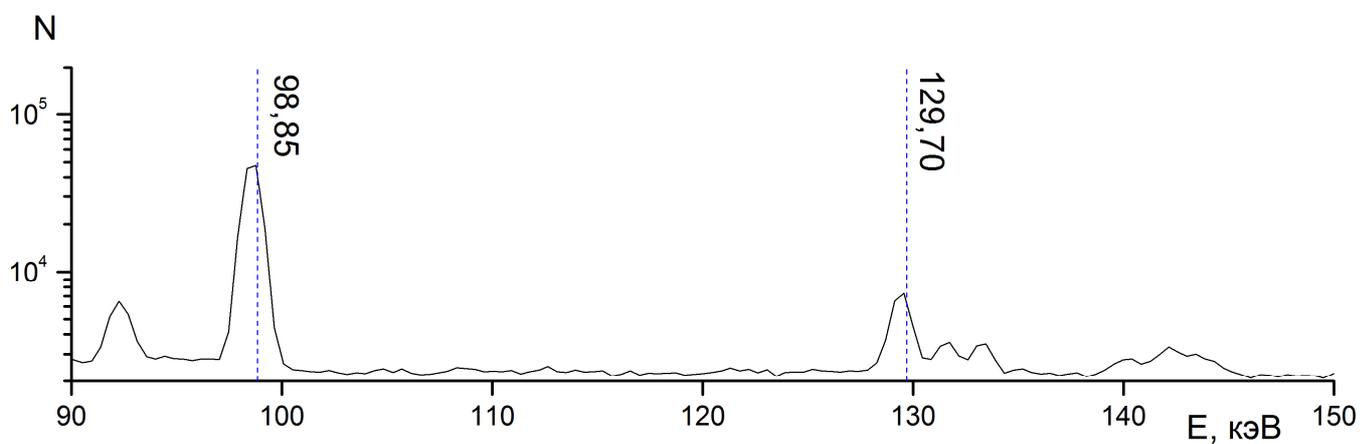


Рис. 15. Спектр остаточной активности, измерение 2. Указаны гамма-переходы, соответствующие распаду ^{195}Au .

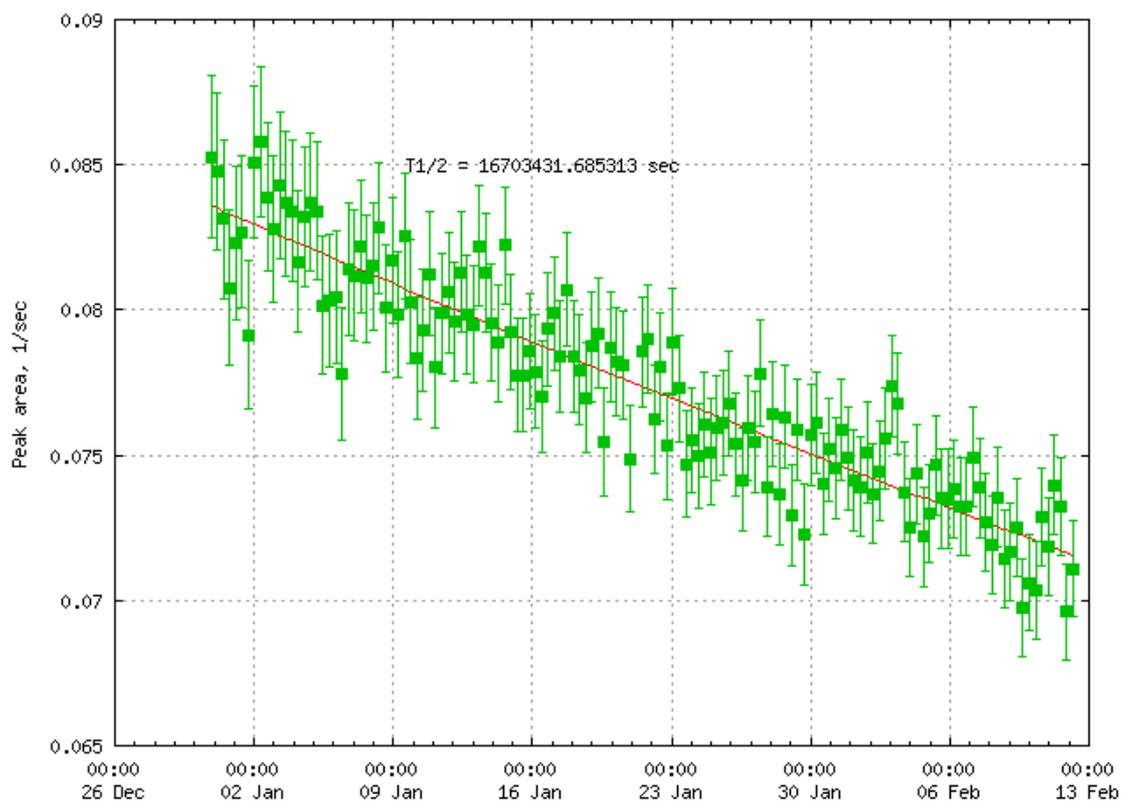


Рис. 16. Уменьшение интенсивности линии 98,85 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=193$ дня.

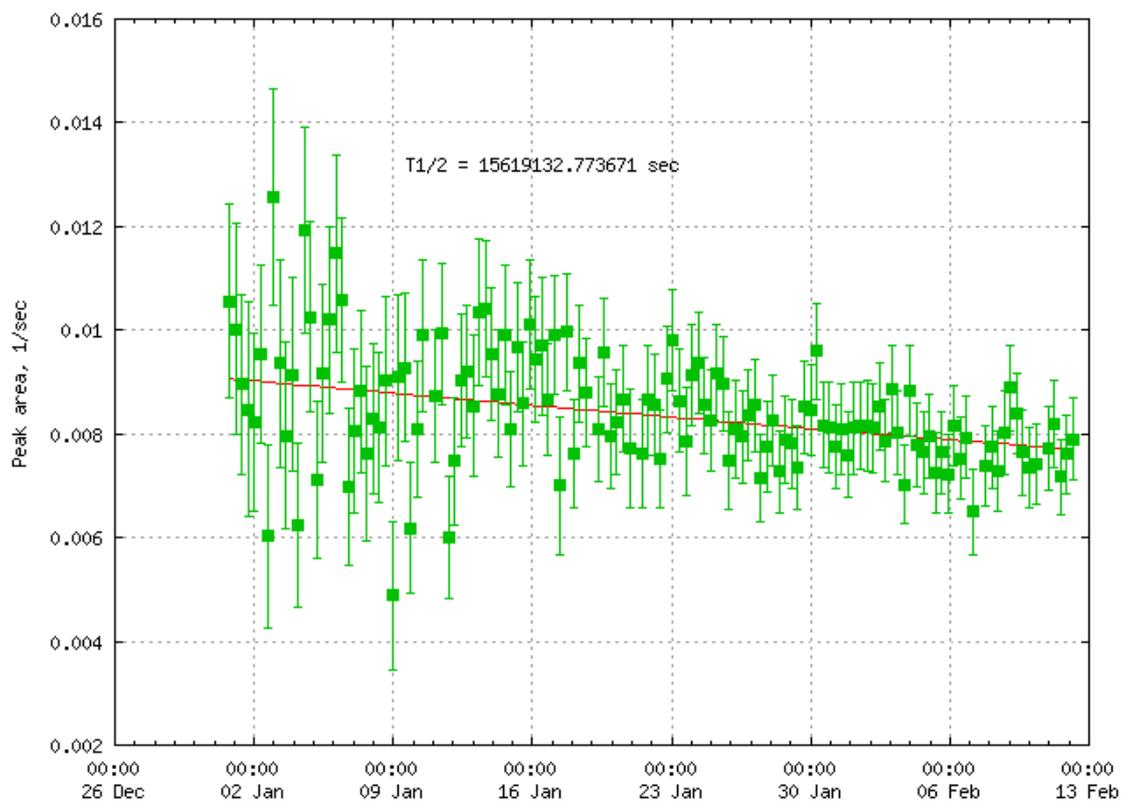


Рис. 17. Уменьшение интенсивности линии 129,70 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=180$ дней.

Табл. 5. Выход реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,2n)^{195}\text{Au}$ (приведены только статистические погрешности).

E, кэВ	$Y(E_m)$	$T_{1/2}$ (эксп.), дни	$T_{1/2}$ (табл.), дни
98.85	$(3,26 \pm 0,04) \cdot 10^4$	193	186,09
129.70	$(3,59 \pm 0,23) \cdot 10^4$	180	
оцененный выход	$(3,43 \pm 0,04) \cdot 10^4$		

Реакция $^{197}\text{Au}(\gamma,3n)$

В результате реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,3n)$ ядро ^{194}Au может образовываться в основном состоянии с периодом полураспада 38,02 часа и в одном из двух метастабильных состояний ^{194m}Au (107,4 кэВ) и $^{194m2}\text{Au}$ (475,8 кэВ), время жизни которых не превышает секунду, поэтому выход их не может быть измерен в данном эксперименте. В основном состоянии ядро ^{194}Au распадается на ядро ^{194}Pt (рис. 18), которое испускает гамма-кванты с энергиями, приведенными в табл. 6. Эти линии видны в первом измерении (рис. 19). Кривые распада приведены на рис. 20-24. Найденный по ним выход приведен в табл. 7.

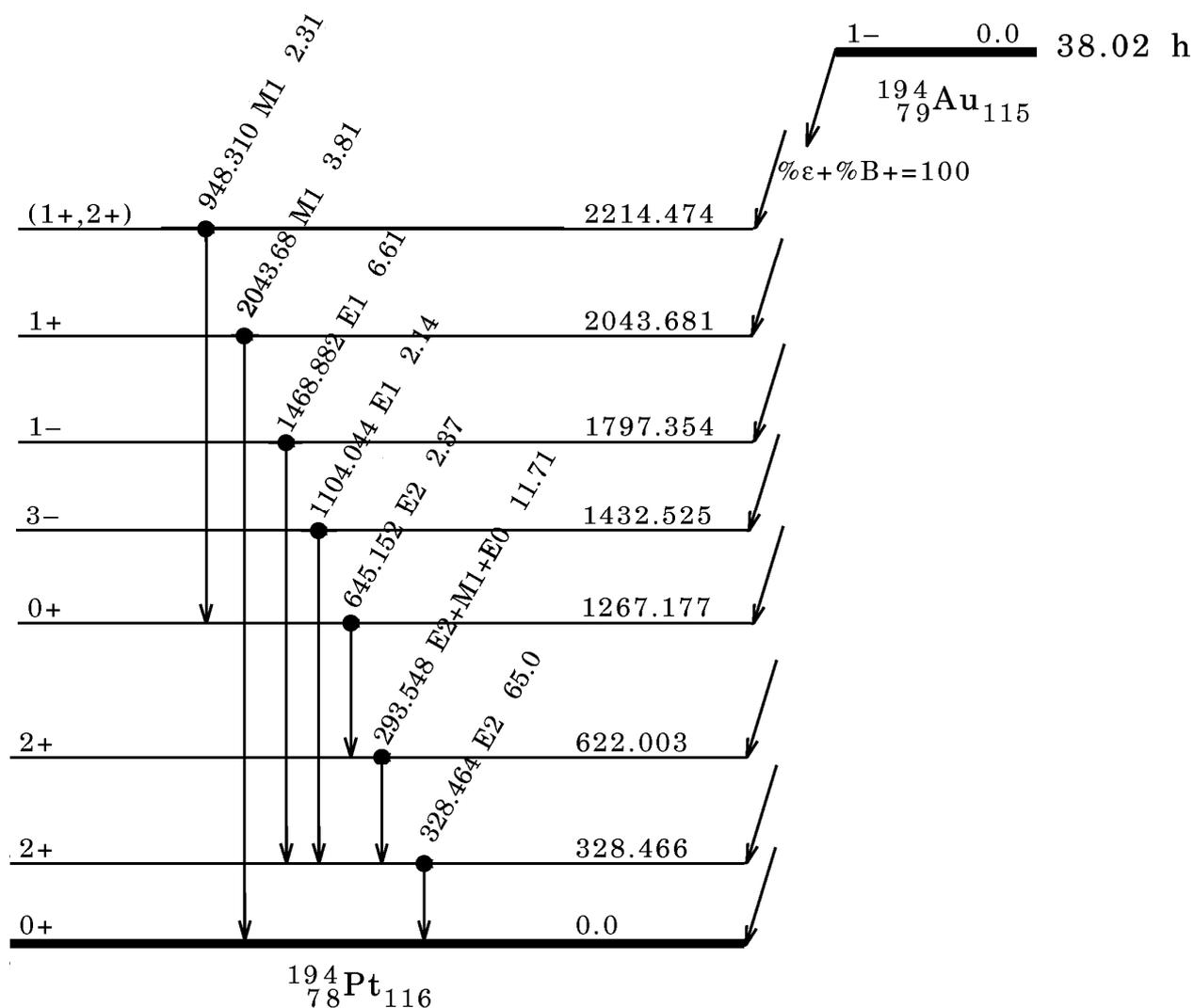


Рис. 18. Упрощенная схема распада ^{194}Au . Указаны только наиболее интенсивные переходы.

Табл. 6. Гамма-кванты, образующиеся при бета-распаде ядра ^{194}Au .

Е, кэВ	I, %
328.455	61
948.29	2.20
1104.05	2.01
1468.91	6.4
2043.67	3.60

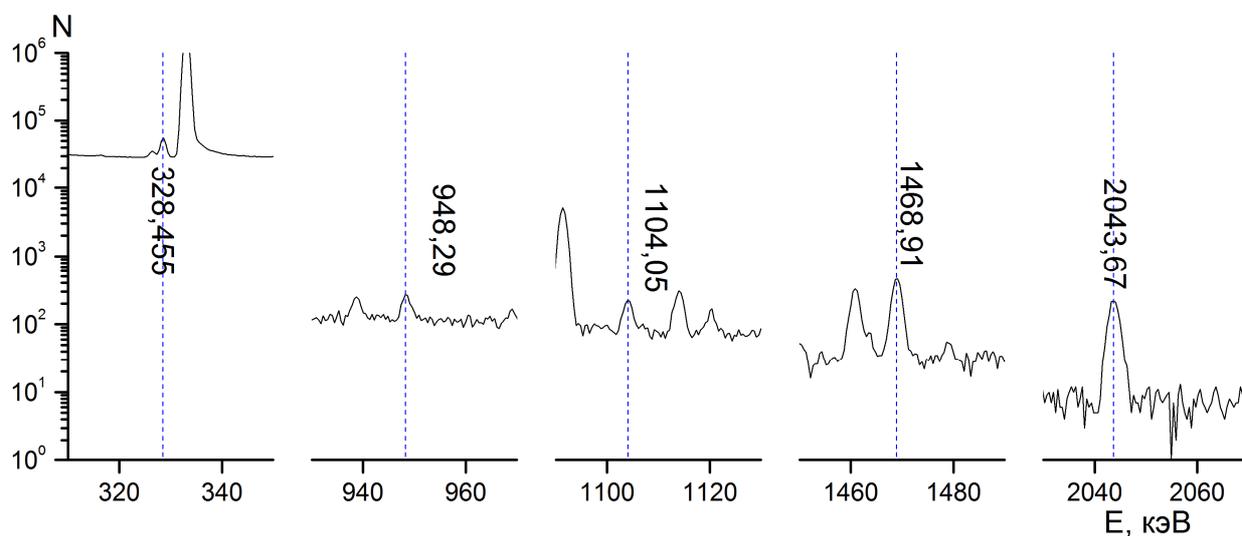


Рис. 19. Гамма-переходы в измеренном спектре остаточной активности, соответствующие распаду ^{194}Au .

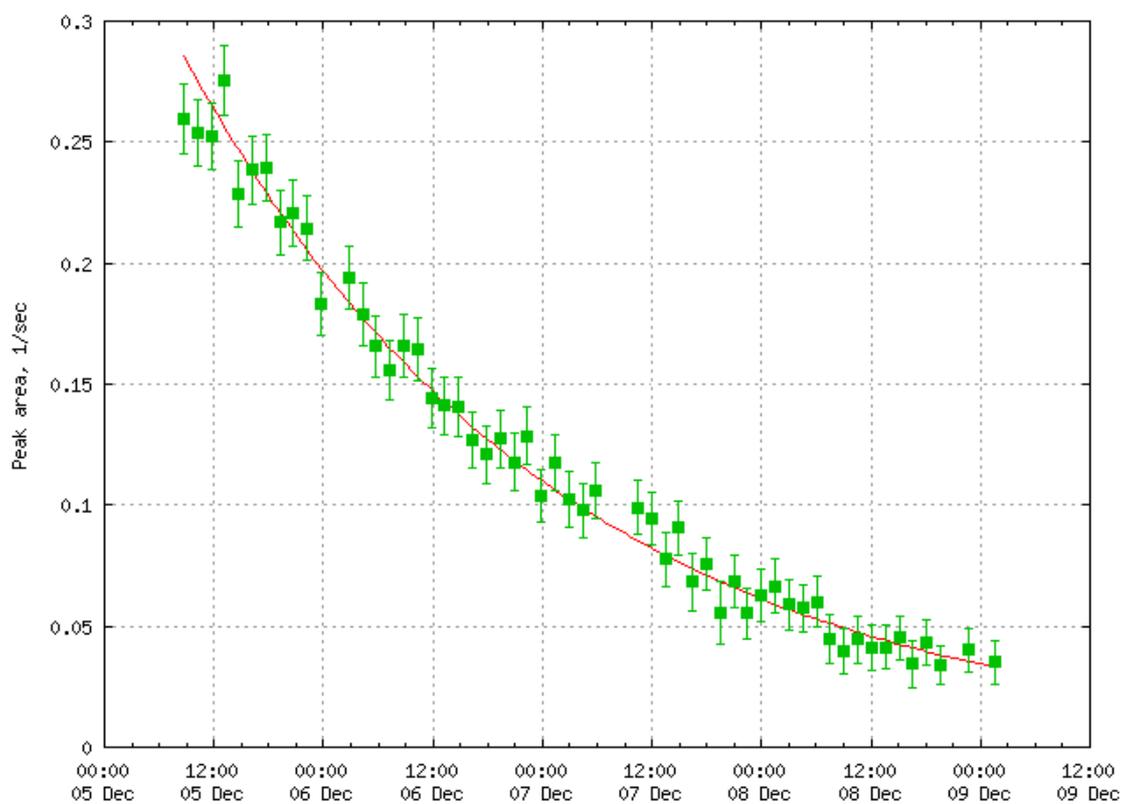


Рис. 20. Уменьшение интенсивности линии 328.455 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=29$ часов.

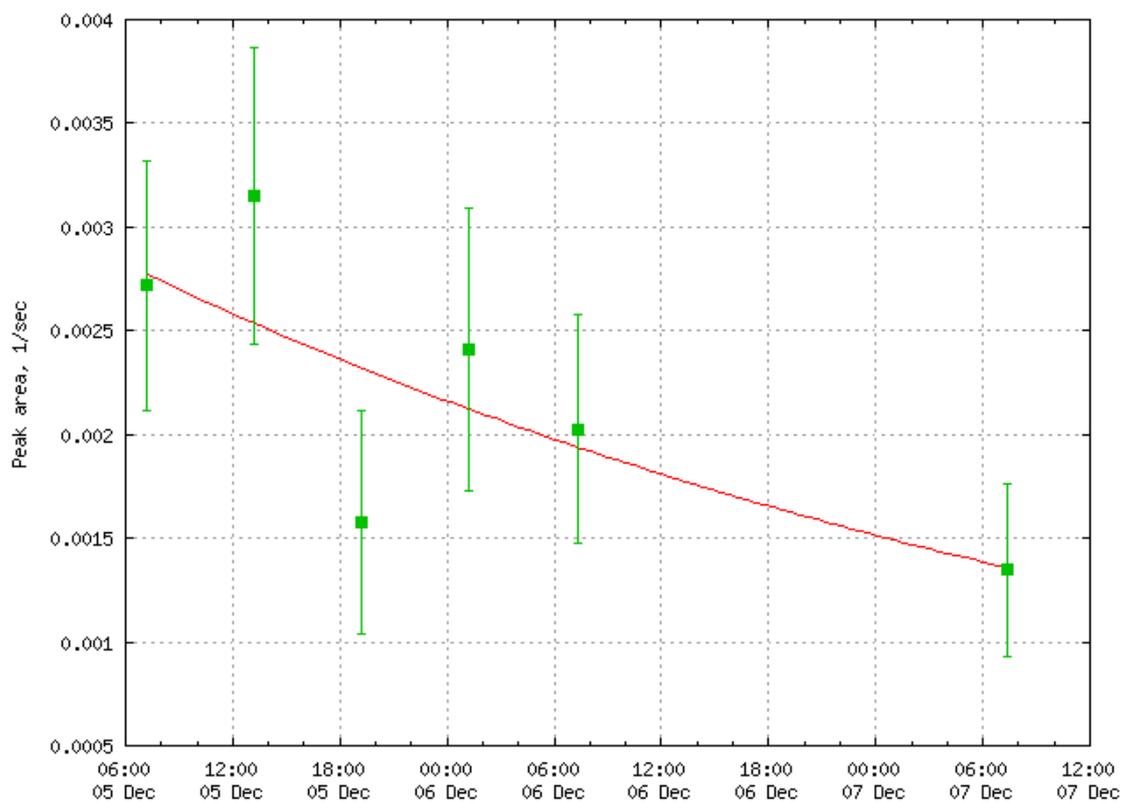


Рис. 21. Уменьшение интенсивности линии 948.29 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=46$ часов.

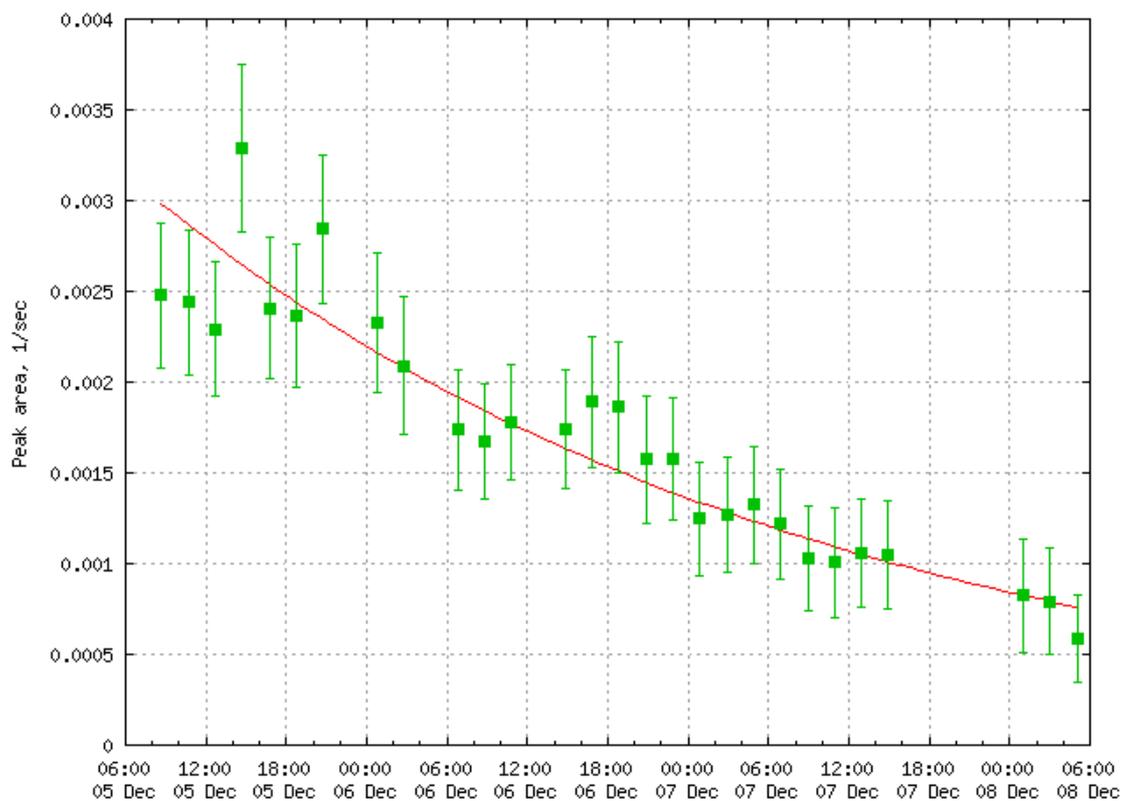


Рис. 22. Уменьшение интенсивности линии 1104.05 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=35$ часов.

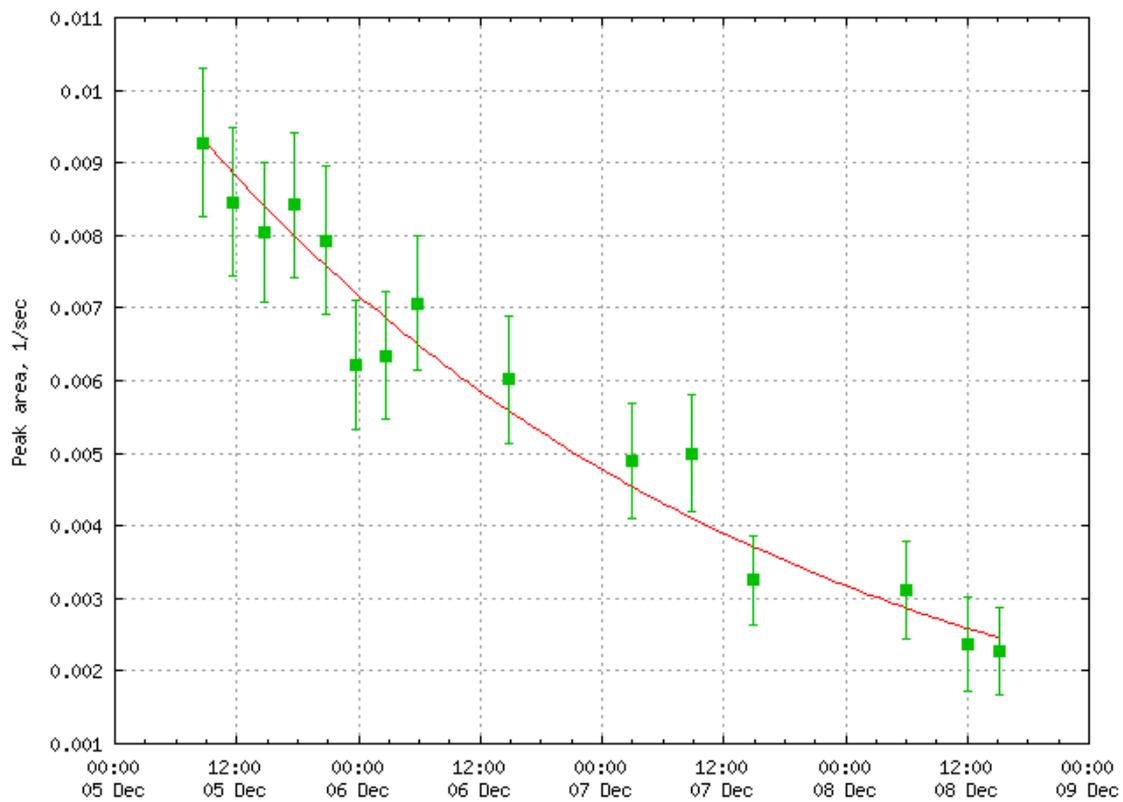


Рис. 23. Уменьшение интенсивности линии 1468.91 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=41$ час.

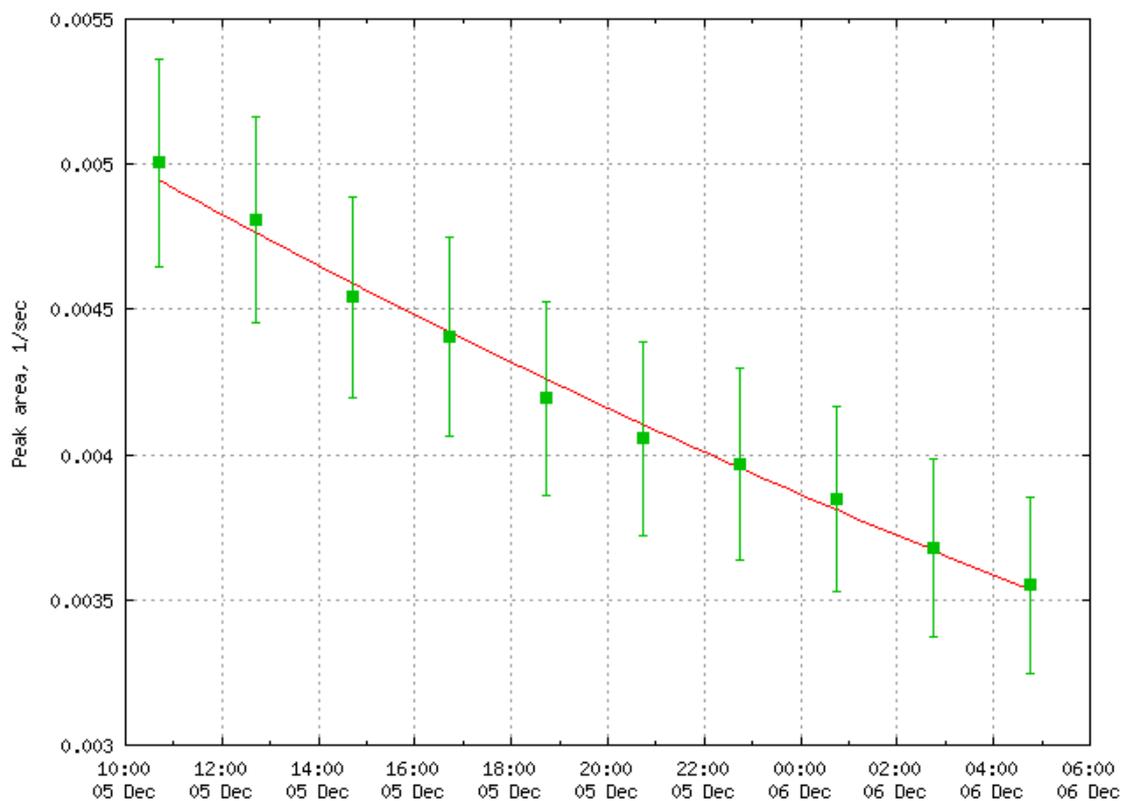


Рис. 24. Уменьшение интенсивности линии 2043.67 кэВ с течением времени. Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2}=37$ часов.

Табл. 7. Выход реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,3n)^{194}\text{Au}$ (приведены только статистические погрешности).

Е, кэВ	$Y(E_m)$	$T_{1/2}$ (эксп.), часы	$T_{1/2}$ (табл.), часы
328.455	188±8	29	38,02
948.29	291±97	46	
1104.05	237±72	35	
1468.91	268±31	41	
2043.67	303±42	37	
оцененный выход	257±50		

Фотопротонные реакции на ^{197}Au

Кроме рассмотренных фотонейтронных реакций на ядре ^{197}Au при облучении тормозными фотонами с максимальной энергией 29,1 МэВ происходят фотопротонные реакции различной множественности с образованием изотопов Pt, Ir и Os (табл. 1). Образование этих изотопов не наблюдалось в эксперименте. Изотопы ^{196}Pt , ^{195}Pt , ^{194}Pt и ^{193}Ir являются стабильными, а ^{193}Pt и ^{193}Os – долгоживущими (период полураспада составляет 50 лет и 6 лет соответственно) и не могут наблюдаться при наших временах облучения и измерения. Фотоны, образующиеся при распаде ядра ^{194}Ir , имеют те же энергии, что и фотоны, образующиеся при распаде ядра ^{194}Au , поэтому выход ^{194}Ir не может быть оценен. Изомер $^{193\text{m}}\text{Ir}$ распадается с испусканием фотонов с энергией 80 кэВ, которые лежат в той же энергетической области, что и рентгеновские линии, образующиеся при e-захвате на ^{196}Au , поэтому выход $^{193\text{m}}\text{Ir}$ не может быть оценен. Выходы остальных фотопротонных реакций были оценены, полученные оценки приведены в табл. 8.

Табл. 8. Оценки выходов фотопротонных реакций на ^{197}Au .

Реакция	$Y(E_m)$
$(\gamma,1p1n)^{195\text{m}}\text{Pt}$	<70
$(\gamma,1p3n)^{193\text{m}}\text{Pt}$	<1200
$(\gamma,2p)^{195}\text{Ir}$	<20
$(\gamma,2p)^{195\text{m}}\text{Ir}$	<1
$(\gamma,2p1n)^{194\text{m}}\text{Ir}$	<1
$(\gamma,3p1n)^{193}\text{Os}$	<1

Относительные выходы фотонейтронных реакций на ^{197}Au

Найденные выходы (табл. 3, 4, 5 и 7) были нормированы на выход наиболее интенсивной реакции $(\gamma,1n)$. Такая нормировка позволяет избежать ошибок, связанных с абсолютным измерением выходов реакций. Относительные выходы фотонейтронных реакций на ^{197}Au приведены в табл. 9, оценки относительных выходов фотопротонных реакций – в табл. 10. Здесь же для сравнения приведены выходы соответствующих реакций,

рассчитанные нами по экспериментальным данным [3,4] и по оцененным данным работы [6].

Табл. 9. Относительные выходы фотонейтронных реакций на ^{197}Au .

Реакция		$(\gamma,2n)^{195}\text{Au}$	$(\gamma,3n)^{194}\text{Au}$	$(\gamma,1n)^{196m2}\text{Au}$
$Y(E_m)$		$0,17\pm 0,01$	$(1,3\pm 0,4)\cdot 10^{-3}$	$(5,0\pm 0,5)\cdot 10^{-4}$
$Y(E_m)$, теор. [11,12]		0,15	$2,0\cdot 10^{-3}$	
Саклэ	$Y(E_m)$, эксп. [3]	0,12	$1,2\cdot 10^{-3}$	
	$Y(E_m)$, оцен. [6]	0,16	$1,1\cdot 10^{-3}$	
Ливермор	$Y(E_m)$, эксп. [4]	0,18	--	
	$Y(E_m)$, оцен. [6]	0,18	--	
Москва	$Y(E_m)$, оцен. [6]	0,14	$1,4\cdot 10^{-3}$	
$Y(E_m)$, эксп. [13,14]				$5,0\cdot 10^{-4}$
$Y(E_m)$, теор. [15]				$5\cdot 10^{-4}$
$Y(E_m)$, эксп. [15]				$6\cdot 10^{-4}$
$Y(E_m)$, эксп. [16]				$5,3\cdot 10^{-4}$
$Y(E_m)$, эксп. [17]				$6,5\cdot 10^{-4}$

Табл. 10. Оценки относительных выходов фотопротонных реакций на ^{197}Au .

Реакция	$Y(E_m)$
$(\gamma,1p1n)^{195m}\text{Pt}$	$<3\cdot 10^{-4}$
$(\gamma,1p3n)^{193m}\text{Pt}$	$<2\cdot 10^{-4}$
$(\gamma,2p)^{195}\text{Ir}$	$<1\cdot 10^{-4}$
$(\gamma,2p)^{195m}\text{Ir}$	$<1\cdot 10^{-5}$
$(\gamma,2p1n)^{194m}\text{Ir}$	$<1\cdot 10^{-5}$
$(\gamma,3p1n)^{193}\text{Os}$	$<1\cdot 10^{-5}$

Обсуждение результатов

По фотоядерным реакциями на ядре ^{197}Au имеется обширный экспериментальный материал ([3-5,13-18]). Из приведенных в табл. 9 и 10 относительных выходов фотопротонных реакций видно, что они существенно меньше выходов фотонейтронных реакций. Поэтому в дальнейшем будем считать, что

$$\sigma(\gamma,1nX) = \sigma(\gamma,1n),$$

$$\sigma(\gamma,2nX) = \sigma(\gamma,2n),$$

$$\sigma(\gamma,3nX) = \sigma(\gamma,3n).$$

Полные выходы фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n)$, измеренные в работах [3-5], приведены на рис. 25. В работах [3,4] использовался пучок квазимонохроматических фотонов. В работе [5] использовался пучок тормозных фотонов. Приведенные результаты в целом достаточно хорошо согласуются между собой и с результатами теоретических расчетов [6], выполненных на основе модели, развитой в работах [11,12].

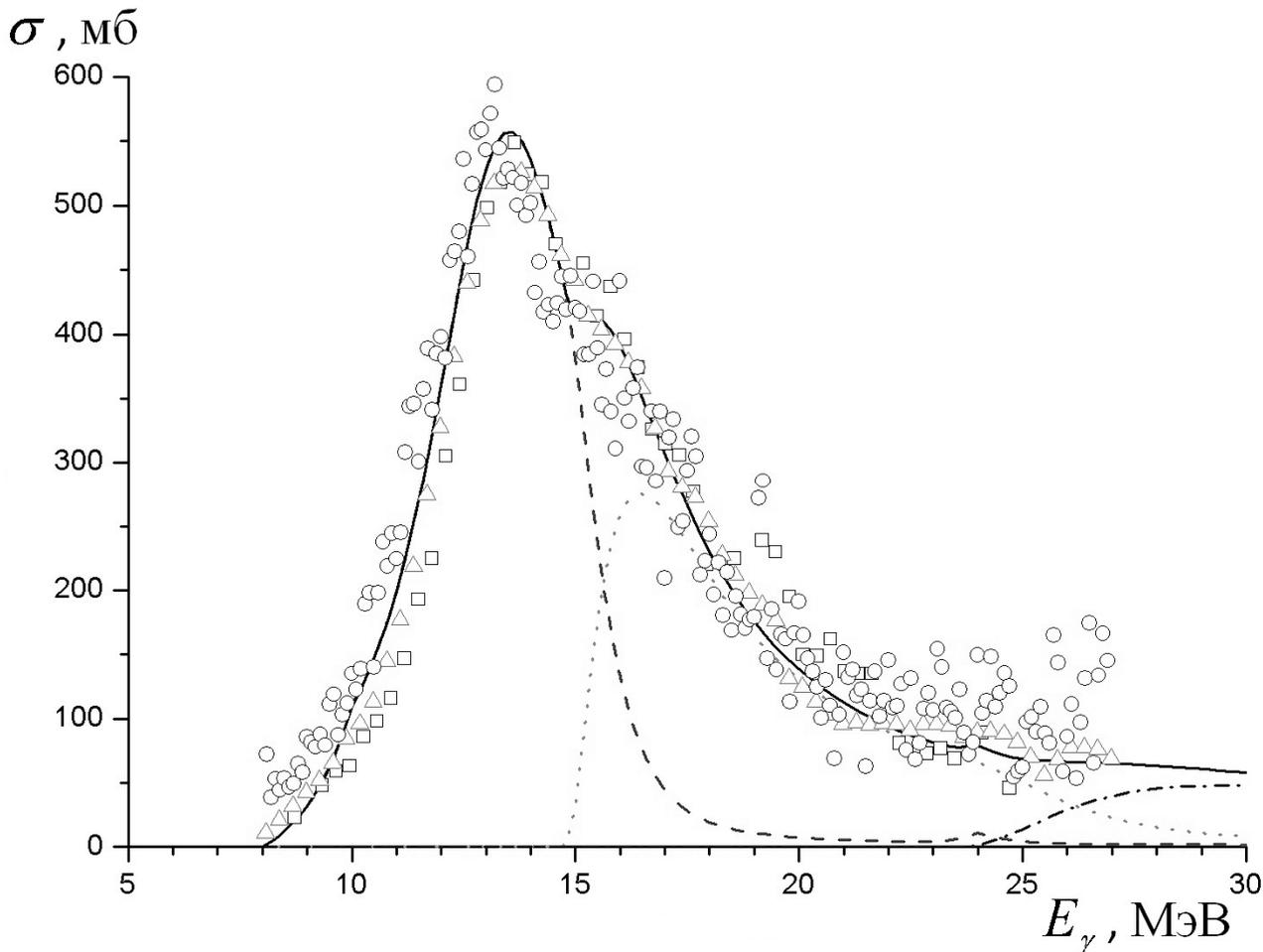


Рис. 25. Сечение реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ на ^{197}Au . Квадраты соответствуют работе [4], круги – работе [5], треугольники – работе [3], а сплошная кривая – расчету по модели [11,12]. Указаны вклады процессов с образованием одного (пунктир), двух (точки) и трех (штрих-пунктир) нейтронов в теоретическое полное сечение.

В рассматриваемой энергетической области фотопоглощение обусловлено в основном формированием ДГР. Сечение такого процесса для средних и тяжелых ядер может быть аппроксимировано суммой четырех лоренцевых кривых, отвечающих двум типам дипольных возбуждений ядра с изоспинами $T_{<} \equiv T_0$ и $T_{>} \equiv T_0 + 1$ (где T_0 – изоспин основного состояния ядра) с нейтрон-протонными колебаниями вдоль и поперек оси симметрии ядра. Параметры этих лоренцианов (энергия, осцилляторная сила и ширина резонанса) вычислены в рамках полумикроскопической модели ДГР [11].

Каждое из четырех дипольных состояний является частично-дырочным $1p1h$ -возбуждением ядра – входным состоянием с $m = 2$ экситонами. Оно распадается либо вследствие эмиссии возбужденного нуклона (переход $m \rightarrow m-1$), либо вследствие перехода ($m \rightarrow m+2$) к более сложной $2p2h$ -конфигурации, вызванного остаточным двухчастичным взаимодействием. В дальнейшем ситуация повторяется.

В результате внутриядерных ($m \rightarrow m + 2$) переходов энергия возбуждения составной системы распределяется по все большему числу экситонов, пока не будет достигнуто состояние теплового равновесия либо в исходном, либо в одном из остаточных ядер. После этого начинается сравнительно длительный процесс испарения нуклонов. Рассмотренная схема реакции, идущей с испусканием предравновесных и равновесных частиц, описывается с помощью комбинации экситонной и испарительной моделей [12].

Входные дипольные состояния в области ДГР коллективизированы из-за остаточного взаимодействия различных $1p1h$ -конфигураций. Это уменьшает вероятность их распада на $2p2h$ -состояния, так как когерентные $1p1h$ -состояния слабо связаны с большинством таких состояний и взаимодействуют главным образом с немногочисленными коллективными состояниями типа «дипольный фонон + поверхностный квадрупольный фонон».

Вследствие этого увеличивается вероятность вылета первичного нуклона непосредственно из входного состояния. Это приводит к уменьшению выхода вторичного, третичного и т.д. нуклонов. Этот эффект необходимо учитывать при описании фотонуклонных реакций на ядрах с избытком нейтронов или протонов. Иначе будут получены завышенные значения сечений реакций с множественным выходом фотонуклонов, так как в этом случае порог отделения нескольких нуклонов может располагаться вблизи пика дипольного резонанса, где происходит максимальная коллективизация входных состояний.

На рис. 26 сравниваются экспериментально измеренные парциальные сечения $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученные в [3,4], оцененные сечения этих реакций на основе метода [6] и результат теоретического расчета [11,12].

Из сравнения парциальных сечений можно сделать следующие заключения:

- Сечения реакции (γ, n) , полученные в экспериментах [3,4], достаточно хорошо согласуются в области энергии от порога ДГР до 15 МэВ.
- Основные различия сечений (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ наблюдаются в области спада максимума гигантского резонанса.
- Сечение реакции $(\gamma, 2n)$, полученное в [4], в $\sim 1,5$ раза больше сечения [3].

- Оцененные по методу [6] сечения достаточно хорошо согласуются между собой и с данными теоретических расчетов [11,12].

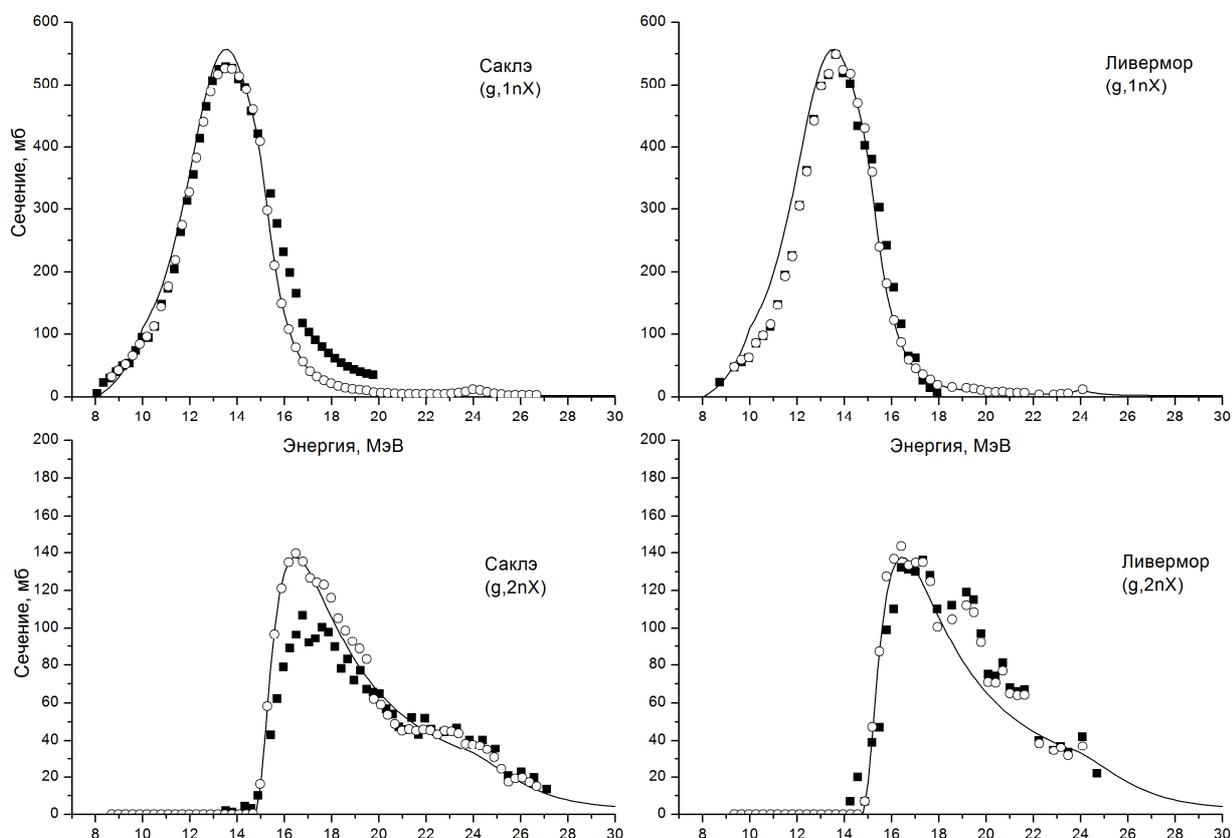


Рис. 26. Сравнение оцененных сечений парциальных реакций $^{197}\text{Au}(\gamma,nX)$ – сверху и $^{197}\text{Au}(\gamma,2nX)$ – снизу с экспериментальными данными, полученными в Саклэ [3] – слева и в Ливерморе [4] – справа: сплошная линия – теоретические расчеты по модели [11,12], круги – оцененные данные [6], квадраты – экспериментальные данные.

Однако парциальные сечения $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ [3,4] имеют различия, выходящие за точность представленных результатов. Как уже было установлено ранее [6], это различие связано с неправильным учетом множественности фотонейтронных реакций, что приводит к перераспределению части сечения между каналами (γ,n) и $(\gamma,2n)$.

Особенно это различие становится заметным для тяжелых ядер, так как порог реакции $(\gamma,2n)$, понижаясь с увеличением массового числа A , оказывается в области максимума ДГР. Предложенный в работе [6] метод извлечения сечений реакций (γ,n) и $(\gamma,2n)$ позволяет более подробно учесть вклад каналов реакции (γ,n) и $(\gamma,2n)$ в полное сечение и тем самым уменьшить ошибки, обусловленные неточным учетом множественности реакции. Применение этого метода для сечения реакций (γ,n) и $(\gamma,2n)$ показало, что оцененные сечения значительно лучше согласуются между собой.

В табл. 9 полученные нами в эксперименте выходы фотонейтронных реакций сравниваются с выходами, рассчитанными на основе экспериментальных данных [3,4], оцененных данных [6] и расчета по модели [11,12]. Для нахождения выходов экспериментальные, оцененные и теоретические сечения были свернуты с тормозным спектром, рассчитанным при помощи GEANT4.

Измеренный нами выход реакции $(\gamma,2n)$ хорошо согласуется как с экспериментальными данными Ливерморской лаборатории, так и с оцененными данными [6]. Выход, рассчитанный на основе экспериментальных данных лаборатории Саклэ значительно ниже полученного. Оцененные данные лаборатории Саклэ лучше согласуются с полученным нами выходом, что позволяет утверждать, что процедура оценки сечений [6] увеличивает точность экспериментальных данных.

Измерение выходов изомеров на ядре ^{197}Au позволяет дополнительно сравнить различные подходы к описанию распада ДГР. На рис. 27 приведена зависимость относительного выхода изомерного состояния ($E=595,66$ кэВ, $J^P=12^-$) в реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,n)$ от верхней границы тормозного спектра.

В работах [13,14] впервые было обнаружено образование изомерного состояния $J^P=12^-$ при облучении ^{197}Au тормозным гамма-излучением с максимальной энергией $E_m=52$ МэВ. Для относительного выхода изомерного состояния было получено значение $5,0 \cdot 10^{-4}$.

В работе [15] изомерное отношение измерено и рассчитано теоретически для максимальной энергии тормозного спектра $E_m = 22$ МэВ.

В работе [16] изомерное отношение измерено для одиннадцати различных энергий E_m от 10 до 90 МэВ (рис. 27). Порог реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,1n)^{196m2}\text{Au}$ определяется суммой порога реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,1n)^{196}\text{Au}$ и энергии изомерного уровня и равняется 8,67 МэВ. Изомерное отношение возрастает при увеличении E_m от порога реакции вплоть до 50 МэВ и при дальнейшем увеличении энергии до 90 МэВ остается примерно постоянной величиной $6 \cdot 10^{-4}$. Приведенное в табл. 9 значение из работы [16] соответствует максимальной энергии тормозного спектра 30,1 МэВ.

Нами были дополнительно проанализированы спектры гамма-квантов остаточной активности, полученные при облучении мишени из ^{197}Au тормозным гамма-излучением с верхней границей 67,7 МэВ [17]. Полученное изомерное отношение при этой энергии составляет $6,5 \cdot 10^{-4}$ и также указано на рис. 27.

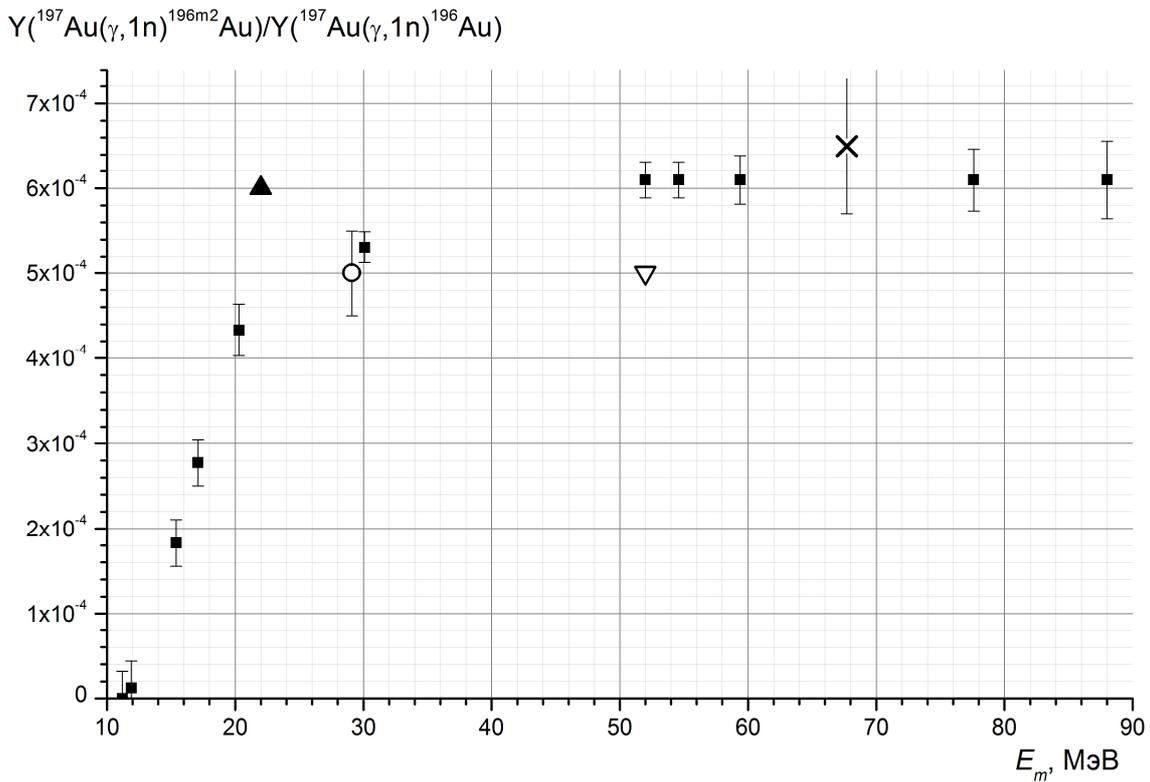


Рис. 27. Относительный выход реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,1n)^{196m2}\text{Au}$ для различных максимальных энергий тормозного спектра E_m . Квадраты соответствуют данным работы [16], приведенным к требуемому виду, черный треугольник – экспериментальный результат [15], крест – результат, полученный на основе данных [17], белый треугольник – экспериментальный результат [13,14] круг – результат настоящей работы.

Энергетическую зависимость выхода изомера $J^P=12^-$ можно объяснить возбуждением высокоспинового изомерного состояния за счет каскадных гамма-переходов. Основным механизмом образования ядра ^{196}Au в фотоядерных реакциях является возбуждение в ядре ^{197}Au ДГР и последующий его распад с испусканием нейтронов. Основное состояние ядра ^{197}Au имеет $J^P=3/2^+$. При испускании ядром нейтрона максимальное значение спина образовавшегося ядра ^{196}Au будет определяться орбитальным моментом, уносимым нейтроном

$$J_{\max} = \frac{3}{2} + 1 + \left(l + \frac{1}{2}\right).$$

Из-за большого различия значений спинов основного и возбужденного состояний распады на них будут происходить с различной вероятностью.

Расчеты, выполненные на основе статистического подхода [15] и учитывающие образование составного ядра, испарение нейтронов и эмиссию каскада гамма-квантов, показывают, что распределение угловых моментов образовавшегося ядра имеет максимум при $J \approx 4 - 6$. Поэтому дальнейшее увеличение полного момента может происходить только

за счет каскадных гамма-переходов после вылета нейтрона. Величина изомерного отношения зависит от величины параметра плотности уровней в статистической модели.

Использованное в работе [15] значение параметра плотности уровней статистической модели $a=20 \text{ МэВ}^{-1}$ согласуется со значением $a=21,7 \text{ МэВ}^{-1}$, использованным в работе [6] для расчетов сечения реакции (γ, n) .

Дополнительным подтверждением этой гипотезы является измеренное в работе [18] изомерное отношение $\approx 0,1$ при возбуждении уровня с энергией 84,66 кэВ в фотонейтронной реакции. Спин этого изомерного состояния $J^P=5^+$. Поэтому в фотонейтронном канале это состояние должно возбуждаться с большей вероятностью. Данные работы [18] по возбуждению изомерного состояния показывают, что оно возбуждается в 100 раз больше, чем состояние $J^P=12^-$.

Изомерное состояние легко возбуждается в реакции $(n, 2n)$ и под действием тяжелых ионов, так как в этом случае в ядра ^{197}Au сразу вносится большой орбитальный момент и в конечном ядре возбуждаются состояния с большим J .

Теоретически рассчитанные изомерные отношения [15] находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными (табл. 9).

Заключение

Были измерены относительные выходы реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196m2}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$. Полученные выходы в целом соответствуют экспериментальным результатам более ранних работ [3-5, 15, 16], а также подтверждают правильность оценки экспериментальных данных в работе [6].

Сравнение измеренных выходов реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196m2}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$ с экспериментальными и теоретическими данными работ [3-6, 11-14] позволило получить достаточно согласованную картину формирования и распада ДГР на изотопе ^{197}Au .

Литература

- 1 Б.С. Ишханов, ВМУ Серия 3, **65**(2), 3 (2010)
- 2 Д. Данос и др, УФН, **165**(12), 1345 (1995).
- 3 Veysiere A., Beil H., Bergere R., et al., Nucl. Phys. A**159**, 561 (1970).
- 4 Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell T.J., et al., Phys.Rev. **127**, 1273 (1962).
- 5 Сорокин Ю.И., Хрущев В.А., Юрьев Б.А., Известия АН СССР, серия физическая, **33**, 1891 (1973).
- 6 В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, С.Ю. Трощев, Известия РАН, серия физическая, **74**(6), 874-881 (2010).
- 7 V. I. Shvedunov, A. N. Ermakov, and I. V. Gribov, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Research A **550**, 39 (2005).
- 8 Трощев С.Ю. Труды X межвузовской научной школы молодых специалистов «концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Москва, 2009, под редакцией Б. С. Ишханова и Л.С. Новикова, с. 174.
- 9 Jagdish K. Tuli., Nuclear wallet cards. National Nuclear Data Center (<http://www.nndc.bnl.gov/>)
- 10 LUNDS homepage <http://ie.lbl.gov/toi/>
- 11 Ишханов Б.С., Орлин В.Н., ЭЧАЯ, **38**, 460 (2007).
- 12 Ишханов Б.С., Орлин В.Н., ЯФ, **71**, 517 (2008).
- 13 Сорокин А.А., Пономарев В.Н., сборник тезисов докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Наука, 449 (1976).
- 14 Сорокин А.А., Пономарев В.Н., сборник тезисов докладов XXVIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Наука, 258 (1978).
- 15 Ю.П. Гангрский и др., ЯФ, **67**(7), 1 (2004).
- 16 Л.З. Джилаван и др., ЯФ, **33**(3), 519 (1981).
- 17 Чжо Чжо Тун, Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Москва, 2007.
- 18 Ю.П. Гангрский, Н.Н. Колесников, В.Г. Лукашик, А.М. Мельникова, ЯФ, **67**(7), 1251-1256 (2004).

**С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик,
К.А. Стопани, С.Ю. Троцкий**

**ВЫХОДЫ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{197}Au НА ТОРМОЗНОМ ПУЧКЕ
ФОТОНОВ С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 29,1 МЭВ**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2010-2/859

Работа поступила в ОНТИ 26.04.2010