

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.17

**РОЛЬ КАНАЛА РЕАКЦИИ  $(\gamma, 2n)$  В ОБРАЗОВАНИИ ЛЕГКИХ СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЯДРА  $^{204}\text{Pb}$  ИНТЕНСИВНЫМИ ПУЧКАМИ  $\gamma$ -КВАНТОВ**

**Б.С. Ишханов, С.И. Павлов**

(НИИЯФ)

E-mail: pavlov@depni.npi.msu.ru

**Методом численного моделирования проведен анализ роли канала реакции  $(\gamma, 2n)$  в образовании легких стабильных изотопов при облучении ядра  $^{204}\text{Pb}$  интенсивными пучками  $\gamma$ -квантов.**

**Введение**

Исследование трансмутации атомных ядер под действием интенсивных пучков  $\gamma$ -излучения с энергией до 30 МэВ представляет интерес для решения широкого круга фундаментальных и прикладных задач. Полное сечение взаимодействия фотонов с атомными ядрами в этой области энергий определяется суммой сечений следующих основных каналов реакций:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \sigma(\gamma, pn).$$

Для тяжелых ядер основными каналами реакций являются каналы  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , суммарный вклад всех остальных каналов в случае тяжелых ядер, как правило, не превышает нескольких процентов. При этом каналы реакции  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  составляют соответственно 70–80% и 20% полного сечения поглощения  $\gamma$ -квантов [1–4].

Цель настоящей работы — исследование роли канала реакции  $(\gamma, 2n)$  в образовании стабильных изотопов в результате облучения исходного изотопа  $^{204}\text{Pb}$  интенсивным потоком  $\gamma$ -квантов с верхней границей 30 МэВ. Исходное ядро  $^{204}\text{Pb}$  было выбрано из следующих соображений. Этот изотоп является наиболее легким стабильным изотопом свинца ( $Z = 82$ ): все образующиеся в результате реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  изотопы свинца  $\beta^+$ -радиоактивны и в результате последующего распада образуются изотопы с  $Z < 82$ . Исследование выполнено методом численного моделирования. Для решения задачи создан комплекс программ, выполняющий в автоматизированном режиме построение трансмутационных цепочек и расчет временной эволюции количества ядер, образующихся при облучении произвольно выбранного исходного ядра интенсивным пучком  $\gamma$ -излучения [3].

**Метод расчета**

Временная эволюция количества каждого элемента трансмутационной цепочки  $(A, Z)$  определя-

ется процессами его накопления и распада. Уменьшение содержания изотопа  $(A, Z)$  происходит в процессах  $\alpha$ - и  $\beta$ -распада и в результате реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p)$ , накопление — за счет фотоядерных реакций на соседних ядрах, а также  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов соседних ядер, в результате которых может образоваться рассматриваемый изотоп  $(A, Z)$  (рис. 1).

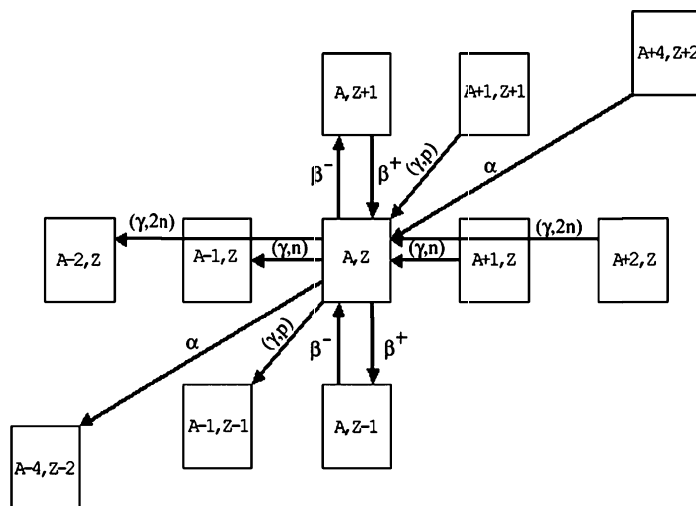


Рис. 1

Временная эволюция количества  $N(A, Z, t)$  изотопа  $(A, Z)$  определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dN(A, Z; t)}{dt} = & - \left[ \lambda^{\beta^-}(A, Z) + \lambda^{\beta^+}(A, Z) + \lambda^{\alpha}(A, Z) + \right. \\ & \left. + Y^{(\gamma, n)}(A, Z) + Y^{(\gamma, 2n)}(A, Z) + Y^{(\gamma, p)}(A, Z) \right] \times \\ & \times N(A, Z; t) + \left\{ \lambda^{\beta^-}(A, Z-1) \cdot N(A, Z-1; t) + \right. \\ & + \lambda^{\beta^+}(A, Z+1) \cdot N(A, Z+1; t) + \\ & + \lambda^{\alpha}(A+4, Z+2) \cdot N(A+4, Z+2; t) + \\ & \left. + Y^{(\gamma, n)}(A+1, Z) \cdot N(A+1, Z; t) + \right. \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} &+ Y^{(\gamma, 2n)}(A+2, Z) \cdot N(A+2, Z; t) + \\ &+ Y^{(\gamma, p)}(A+1, Z+1) \cdot N(A+1, Z+1; t) \} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Слагаемые в квадратных и фигурных скобках в дифференциальном уравнении (1) описывают соответственно разрушение и образование изотопа  $(A, Z)$  в процессах  $\alpha$ - и  $\beta$ -распада, а также в фотоядерных реакциях  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p)$ .

В приведенное уравнение входят следующие параметры:  $\lambda^i(A, Z)$  — постоянная распада ядра  $(A, Z)$  по каналу  $i$ , где индекс  $i$  отвечает  $\alpha$ -,  $\beta^-$ -,  $\beta^+$ -распадам;  $Y^j(A, Z, E_{\gamma m})$  — выход фотоядерной реакции на изотопе  $(A, Z)$ , определяемый соотношением

$$Y^j(A, Z, E_{\gamma m}) = \Phi \int_{E_{\min}}^{E_{\gamma m}} W(E, E_{\gamma m}) \sigma^j(E; A, Z) dE, \quad (2)$$

$\sigma^j(E; A, Z)$  — парциальные сечения этой фотоядерной реакции, где индекс  $j$  соответствует каналам  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p)$ ;  $\Phi$  (фотон  $\cdot$  с $^{-1}$   $\cdot$  см $^{-2}$ ) — плотность потока фотонов, облучающих мишень;  $W(E, E_{\gamma m})$  — спектр тормозного  $\gamma$ -излучения, нормированный на единицу:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\gamma m}} W(E, E_{\gamma m}) dE = 1. \quad (3)$$

Интегрирование в уравнениях (2), (3) проводится в области энергий возбуждения ядра от  $E_{\min} = 5$  МэВ (что отвечает минимальным значениям порога фотоядерных реакций) до верхней границы спектра тормозного  $\gamma$ -излучения  $E_{\gamma m}$ .

В расчетах использовались данные тормозного спектра  $\gamma$ -излучения, образующегося при облучении вещества с зарядом  $Z \approx 80$  пучком электронов с энергией 30 МэВ. Расчет формы спектра тормозного излучения выполнен с помощью комплекса программ GEANT 3.21 [5].

Значения констант радиоактивного распада  $\lambda^i(A, Z)$  взяты из работы [6]. Серьезной проблемой при использовании развитого подхода является определение величин сечений фотоядерных реакций для различных изотопов трансмутационной цепочки, так как большинство изотопов, образующихся в результате фотоядерных реакций, радиоактивны и экспериментальные данные о сечениях реакций для них отсутствуют. В настоящей работе сечения  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p)$  реакций описывались в рамках феноменологической модели, развитой в работах [1–4]. В этой модели учтены основные механизмы формирования и распада дипольного гигантского резонанса (ДГР) ядер с  $10 < A < 210$  и вся совокупность накопленных экспериментальных данных [7, 8] по каналам фоторасщепления ядер в области энергий возбуждения ДГР.

В нашем случае в расчетах использовались следующие достаточно хорошие приближения.

1. Положение центра тяжести ДГР  $E^m$  определяется соотношением

$$E^m = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ (МэВ)}.$$

2. Полное интегральное сечение фотопоглощения  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{int}}$  определяется соотношением

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{int}} = 60 \frac{NZ}{A} \text{ (МэВ} \cdot \text{мб)}.$$

3. В соответствии с экспериментальными данными по сечениям фотоядерных реакций в области массовых чисел  $A \approx 150$ –180 канал  $(\gamma, n)$  составляет  $\sim 70\%$ , канал  $(\gamma, 2n) \sim 25\%$  и канал  $(\gamma, p) \sim 5\%$  полного сечения поглощения [5, 8]. Эти относительные величины сечений для различных каналов реакции и выбираются для всех образующихся изотопов независимо от  $A$  и  $Z$ .

4. Более сложные каналы распада ДГР не учитываются.

### Результаты расчетов

Моделировалось облучение исходного изотопа  $^{204}\text{Pb}$  в течение 30 месяцев потоком  $\gamma$ -квантов интенсивностью  $\Phi = 10^{18}$  (фотон  $\cdot$  с $^{-1}$   $\cdot$  см $^{-2}$ ). Исходное количество ядер изотопа  $^{204}\text{Pb}$  было выбрано равным  $10^{22}$ . Наблюдение проводилось через 90 месяцев после выключения облучения. Столь длительный интервал «выжидания» был необходим, чтобы распались все короткоживущие изотопы. Результаты расчетов приведены в таблице. В первом и втором столбцах таблицы приведены соответственно заряды и массовые числа образующихся изотопов; в третьем столбце — количество образующихся изотопов в случае, когда учитывались каналы реакции  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p)$ , в четвертом — когда учитывались только каналы реакции  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ , т. е. канал реакции  $(\gamma, 2n)$  был исключен. В таблице указаны все изотопы, количество которых на момент наблюдения превышало  $10^{19}$  ядер.

В результате облучения исходного изотопа  $^{204}\text{Pb}$  в фотоядерных реакциях  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  образуются соответственно изотопы  $^{203}\text{Pb}$  и  $^{202}\text{Pb}$ . Изотоп  $^{203}\text{Pb}$  имеет период полураспада 51.9 ч и поэтому, образуясь в реакции  $(\gamma, n)$ , эффективно превращается в стабильный изотоп  $^{203}\text{Tl}$ . Изотоп  $^{202}\text{Pb}$ , имеющий период полураспада  $5 \cdot 10^4$  лет, образуется в основном в результате реакции  $(\gamma, 2n)$ , так как выключение канала реакции  $(\gamma, 2n)$  приводит к уменьшению образования этого изотопа на порядок, что легко видеть из данных, приведенных в таблице.

Образующийся в результате  $\beta^+$ -распада  $^{203}\text{Pb}$  изотоп  $^{203}\text{Tl}$  является самым легким стабильным изотопом с  $Z = 81$ , и его фоторасщепление под действием пучка фотонов приводит к образованию

Z	A	<sup>204</sup> Pb	
		( $\gamma, n$ ) + ( $\gamma, 2n$ ) + ( $\gamma, p$ )	( $\gamma, n$ ) + ( $\gamma, p$ )
77	191	$6.09 \cdot 10^{19}$	
77	193	$2.79 \cdot 10^{19}$	
78	190	$1.19 \cdot 10^{19}$	
78	192	$1.15 \cdot 10^{20}$	
78	193	$1.81 \cdot 10^{20}$	
78	194	$3.09 \cdot 10^{20}$	
78	195	$5.58 \cdot 10^{20}$	$5.23 \cdot 10^{19}$
78	196	$5.26 \cdot 10^{20}$	$1.39 \cdot 10^{20}$
79	197	$1.11 \cdot 10^{21}$	$3.64 \cdot 10^{20}$
80	194	$4.33 \cdot 10^{19}$	
80	196	$2.93 \cdot 10^{20}$	$1.49 \cdot 10^{19}$
80	198	$1.35 \cdot 10^{21}$	$7.47 \cdot 10^{20}$
80	199	$1.49 \cdot 10^{21}$	$1.31 \cdot 10^{21}$
80	200	$1.44 \cdot 10^{21}$	$1.90 \cdot 10^{21}$
80	201	$1.18 \cdot 10^{21}$	$2.19 \cdot 10^{21}$
80	202	$6.63 \cdot 10^{20}$	$1.87 \cdot 10^{21}$
81	203	$3.76 \cdot 10^{20}$	$1.07 \cdot 10^{21}$
82	202	$1.17 \cdot 10^{20}$	$1.13 \cdot 10^{19}$
82	204	$1.05 \cdot 10^{20}$	$3.00 \cdot 10^{20}$

большого числа стабильных изотопов ртути ( $Z = 80$ ), начиная с самого легкого стабильного изотопа с  $A = 196$  и до  $A = 202$ . Кроме того, образуется радиоактивный изотоп <sup>194</sup>Hg, имеющий период полураспада 367 лет. Следует подчеркнуть, что самый тяжелый стабильный изотоп <sup>204</sup>Hg в фотоядерных реакциях, когда в качестве начального изотопа взят <sup>204</sup>Pb, образоваться не может.

На рис. 2 показано количество различных стабильных изотопов ртути, образующихся в результате облучения исходного изотопа <sup>204</sup>Pb, в зависимости от того, какие каналы фоторасщепления учитывались в расчете: темные точки соответствуют учету реакций ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, 2n$ ) и ( $\gamma, p$ ), светлые — учету только реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, p$ ). Отчетливо виден сдвиг массового распределения количества образующихся изотопов ртути в сторону более легких изотопов в том случае, когда учтен канал реакции ( $\gamma, 2n$ ), что наглядно демонстрирует основную роль канала реакции ( $\gamma, 2n$ ) в образовании легких стабильных изотопов ртути. Образование изотопа <sup>194</sup>Hg, имеющего период полураспада 367 лет, возможно только в результате реакции ( $\gamma, 2n$ ), так как изотоп <sup>195</sup>Hg имеет период полураспада 9.5 ч и практически полностью блокирует образование

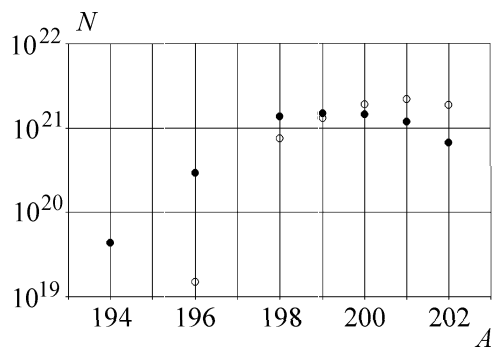


Рис. 2

изотопа <sup>194</sup>Hg в результате цепочки последовательных реакций ( $\gamma, n$ ). Аналогичный результат наблюдался и для изотопов платины ( $Z = 78$ ). В реакции ( $\gamma, n$ ) образуются лишь относительно тяжелые изотопы <sup>195,196</sup>Pt, в то время как включение канала реакции ( $\gamma, 2n$ ) приводит к образованию всех легких стабильных изотопов платины. Так же, как в случае ртути ( $Z = 80$ ), образование самого легкого стабильного изотопа <sup>190</sup>Pt возможно только в результате реакции ( $\gamma, 2n$ ), так как изотоп <sup>191</sup>Pt имеет период полураспада 2.8 сут. Изотопы <sup>191,193</sup>Ir ( $Z = 77$ ) также образуются только в том случае, когда включен канал реакции ( $\gamma, 2n$ ).

### Заключение

Трансмутация атомных ядер под действием интенсивных потоков  $\gamma$ -квантов приводит к эффективному образованию химических элементов с зарядом  $Z$  меньшим, чем заряд ядра исходного облучаемого изотопа. Появление в смеси изотопов таких ядер обусловлено тем, что образующиеся в фотоядерных реакциях ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, 2n$ ) атомные ядра, как правило, либо стабильны, либо  $\beta^+$ -радиоактивны. Канал реакции ( $\gamma, 2n$ ), несмотря на относительно небольшую величину сечения по сравнению с каналом реакции ( $\gamma, n$ ), играет существенную роль в образовании наиболее легких изотопов данного химического элемента. Канал ( $\gamma, 2n$ ) является основным каналом фотоядерных реакций образования легких изотопов под действием интенсивных фотонных пучков в тех случаях, когда наиболее стабильный изотоп данного элемента блокирован более тяжелым радиоактивным изотопом с массовым числом, на единицу большим, имеющим малый период полураспада. Таким образом, этот канал реакции является в нашем случае основным для образования обойденных ядер.

Полученные выводы сделаны на основе модельных расчетов, выполненных в случае, когда в качестве исходного изотопа выбран <sup>204</sup>Pb. Однако эти выводы имеют более общий характер и не зависят от выбора исходного изотопа. Аналогичные результаты получены и в тех случаях, когда в качестве исходных изотопов были выбраны изотопы <sup>202</sup>Hg и <sup>205</sup>Tl.

### Литература

1. Бородина С.С., Ишханов Б.С., Мокеев В.И., Павлов С.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. № 6. С. 30.
2. Бородина С.С., Ишханов Б.С., Мокеев В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 1. С. 22.
3. Бородина С.С., Ишханов Б.С., Мокеев В.И., Павлов С.И. Препринт НИИЯФ МГУ № 99-32/950. М., 1999.
4. Borodina S.S., Ishkhanov B.S., Mokeev V.I. // Intern. Nucl. Phys. Conf. (INPC/98), August 24–28 1998. Paris. P. 794.
5. Brun R., Bruyant F., Maire M. et al. GEANT 3.21 (User's Guide). CERN, Geneva, Switzerland, 1987.

6. Nuclear Wallet Cards. N. Y., 2000 (<http://www.nndc.bnl.gov>).
7. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. Atlas of Giant Dipole Resonance, IAEA, Nuclear Data Section, Austria, Vienna, 1999.

8. Dietrich S., Berman B.L. // Atomic Data And Nuclear Data Tables. 1998. No. 38. P. 199.

Поступила в редакцию  
20.06.01

УДК 621.039.8

## ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ МИШЕНИ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.М. Варзарь, В.В. Зенин, А.В. Тултаев, А.П. Черняев

(кафедра физики ускорителей высоких энергий)

E-mail: varzar@mail.ru

Предложен метод активного управления распределением дозы, создаваемой в веществе пучком электронов, путем воздействия магнитного поля на заряженные частицы. Исследования, проведенные с использованием программы GEANT для узких и широких пучков электронов с энергией от 20 до 70 МэВ в однородных магнитных полях  $B = 0.5 \div 3$  Тл, показали, что в распределении дозы пучка электронов образуется максимум. Изменение конфигурации и величины магнитного поля и энергии электронов влияет на форму кривой распределения дозы и положение максимума, а также изменяет величину дозы, передаваемой заданной области биологической ткани. Это создает новые возможности для радиобиологических исследований.

### Введение

Основным критерием оценки клинико-терапевтической эффективности средств и методов лучевой терапии онкологических больных является отношение дозы облучения, создаваемой радионуклидами и ускорителями заряженных частиц в опухоли, к дозе облучения в интактных тканях, окружающих опухоль. Чем выше значение этого отношения, тем больше потенциальных возможностей для эффективного лечения и улучшения качества жизни онкобольных. Другой важный показатель методов лучевой терапии — величина отношения дозы в опухоли к интегральной дозе облучения пациента.

Применяемые в настоящее время методы облучения опухолей с разных сторон, использующие современные гамма-аппараты с источником излучения  $^{60}\text{Co}$ , а также ускорители электронов и протонов, позволяют на 10–15% повысить величину отношения доз облучения в опухоли и интактной ткани. Но при этом интегральные дозы не уменьшаются и даже возрастают, что часто становится препятствием для облучения мишени запланированной дозой из-за возможных радиационных осложнений.

Показательной характеристикой для отношения доз облучения в опухоли и интактных тканях и отношения величины дозы в опухоли к интегральной дозе служат зависимости распределения доз различных видов ионизирующих излучений от глубины проникновения излучения в облучаемые биологические объекты. На рис. 1 представлены распределения по глубине доз пучков ионизирующих излучений, полученных на ускорителях заряженных

частиц и падающих перпендикулярно поверхности водного фантома.

Облучение заряженными частицами (электронами, протонами, ионами и т. д.), имеющими конечный пробег в веществе, более удобно, чем облучение фотонами и нейтронами. Использование тяжелых заряженных частиц обладает тем преимуществом, что распределение дозы таких частиц, называемое «кривой Брэгга» (рис. 1), характеризуется наличием максимума, возникающего в конце пути пробега частиц, и резким спадом дозы вслед за ним. Это

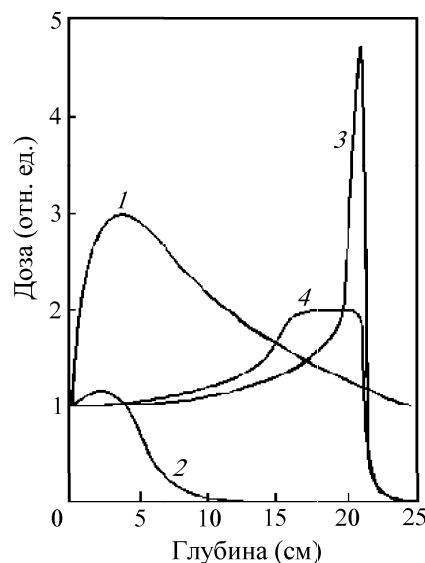


Рис. 1. Зависимость величины дозы от глубины проникновения в ткань для высокоэнергетичных фотонов (22 МэВ) — 1, электронов (22 МэВ) — 2, протонов (200 МэВ) — 3; кривая 4 — модулированный пик Брэгга